Die Innere Bremsstrahlung beim β-Zerfall von He^6

Habilitationsschrift

zur Erlangung der Venia legendi
an der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg

von

Johann K. Bienlein

aus Bayreuth

1963

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41536505_0015

Die innere Bremsstrahlung beim ß-Zerfall von He^6

Habilitationsschrift

zur Erlangung der Venia legendi

an der Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Friedrich-Alexander-Universität

Erlangen-Nürnberg

von

Johann K. Bienlein

aus Bayreuth

Dekan:	Univ.Prof. Dr.-Ing. H. Behrens
1. Berichterstatter:	Univ.Prof. Dr. R. Fleischmann
2. Berichterstatter:	Univ.Prof. Dr. E. Mollwo
3. Berichterstatter:	Univ.Prof. Dr. H. Wegener

Tag des Kolloquiums: 7.12.1963
Tag der Probevorlesung: 14.12.1963

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	2
1. Einleitung	3
2. Die experimentelle Methode	8
3. Versuchsanordnung und Messvorgang	10
4. Die Auswertung der Impulshöhenverteilung der Inneren Bremsstrahlung	18
5. Das Aufstellen der Ansprechmatrix	27
6. Die Entfaltung der Impulshöhenverteilung der Inneren Bremsstrahlung	40
7. Die Ausbeute an Innerer Bremsstrahlung	48
8. Ergebnisse und Diskussion	59
Literatur	66
Tabellen	70
Figuren	72

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK LEIDEN

Zusammenfassung

Die Innere Bremsstrahlung beim übererlaubten ß-Zerfall von $_2He^6 \longrightarrow {}_3Li^6$ wurde gemessen. Nach sorgfältiger Reinigung des radioaktiven He^6-Gases wurde das kontinuierliche Gamma-Spektrum mit einem NaJ-Szintillations-Spektrometer aufgenommen. Zur Beseitigung der Äusseren Bremsstrahlung der Elektronen wurden Messungen mit Absorbern mit verschiedener Ordnungszahl Z durchgeführt und dann $Z \longrightarrow 0$ extrapoliert. Die Impulshöhenverteilung des Szintillations-Spektrometers wurde in die Energieverteilung der Inneren Bremsstrahlung durch Lösung eines linearen Gleichungssystems (30x30) entfaltet. Die Ansprechmatrix des Szintillationszählers wurde durch Eichmessungen von Gamma-Strahlen mit nur einer Energie gemessen. Zur Messung der Ausbeute an Innerer Bremsstrahlung ist neben der Messung der Zahl der Elektronen und der Quanten eine Messung des Raumwinkels der beiden Zähler erforderlich. Das geschieht durch Messung der ß-Teilchen und der Gamma-Quanten von Ne^{23} mit bekanntem Verzweigungsverhältnis. Die Geometrie konnte dabei unverändert bleiben.

Die Experimente zeigen Übereinstimmung mit der Theorie, die die Emission von Innerer Bremsstrahlung durch einen Prozess 2. Ordnung beschreibt (zuerst ß-Zerfall mit dem Elektron in einem virtuellen Zwischenzustand, dann Emission der Inneren Bremsstrahlung, wobei das Elektron in den Endzustand übergeht). Über die Richtigkeit von Rechnungen der Coulomb-Korrektionen kann durch dieses Experiment nichts ausgesagt werden. Zusammen mit anderen neueren experimentellen und theoretischen Arbeiten lässt sich jedoch der Schluss ziehen, dass der hier bestätigte fundamentale Prozess zusammen mit Coulomb-Korrektionen die Innere Bremsstrahlung richtig beschreibt. Bei der gegenwärtigen Genauigkeit ist es nicht nötig, kompliziertere Prozesse als den fundamentalen in Betracht zu ziehen.

1. Einleitung

Die Innere Bremsstrahlung (IB) [1, 2, 3], die den ß-Zerfall der Atomkerne begleitet, ist eine Gamma-Strahlung mit kontinuierlicher Energieverteilung. Für den einfachsten ß-Zerfall kann der Prozess geschrieben werden

$$(1.1) \quad n \longrightarrow p + \bar{\nu} + e^- + IB$$

Die Theorie der IB besagt, dass diese bei der plötzlichen Erzeugung eines elektrischen Dipols (aus dem positiven Proton und dem negativen Elektron) beim ß-Zerfall entsteht. Die quantenmechanische Beschreibung [4, 5, 6, 7] nimmt einen Prozess 2. Ordnung an. Das erzeugte Elektron existiert zuerst in einem virtuellen Zwischenzustand, danach geht es in den Endzustand über und emittiert dabei Gamma-Strahlung, nämlich die IB.

$$(1.2) \quad n \longrightarrow p + \bar{\nu} + e^{-'} \longrightarrow p + \bar{\nu} + e^- + IB$$

Am fundamentalen Prozess (1.2) muss noch eine Korrektion für die Coulomb-Wechselwirkung zwischen dem Tochterkern und dem emittierten Elektron im Zwischen- und im Endzustand angebracht werden [8, 9, 10, 11, 12]. Leider zeigt es sich, dass verschiedenartige Behandlung der Coulomb-Wechselwirkung merklich unterschiedliche Resultate liefert.

Für ß-Strahler mit einem grossen log ft-Wert gibt es die Möglichkeit, dass andere Prozesse als nach Gleichung (1.2) zur IB beitragen. Es ist dies ein ß-Zerfall über virtuell angeregte Kernzustände des Endkerns [13, 14, 15, 27c].

Ferner ist es möglich, dass durch das häufig vermutete schwere Boson als Zwischenteilchen der schwachen Wechselwirkung [16, 17] die Wahrscheinlichkeit für IB verändert wird. Die IB sollte sogar ein vorzügliches Hilfsmittel sein, über die Zwischenteilchentheorie zu entscheiden, da

sie gestattet, in den Prozess selbst hineinzusehen und nicht nur asymptotische Lösungen zu untersuchen. Rechnungen dazu sind noch nicht bekannt.

Strahlungskorrekturen [17, 18] zum ß-Zerfall sind von Bedeutung für die Theorien der "universellen schwachen Wechselwirkung" und der Theorie von der Erhaltung des Vektorstromes [17, 18]. Sie haben etwa dieselbe Grösse wie der Unterschied zwischen der vektoriellen Kopplungskonstanten des ß-Zerfalls, g_V, und der Kopplungskonstanten des Zerfalls des μ-Mesons, g_μ. Zu den Strahlungskorrekturen liefert der Prozess der IB nur einen kleinen Beitrag. Es ist aber der einzige Beitrag, der einer direkten experimentellen Nachprüfung zugänglich ist. Das Spektrum der IB wird übrigens auch durch π-mesonische Effekte beeinflusst [19].

Experimente über die Form des Spektrums der IB wurden möglich durch die Entwicklung des NaJ(Tl)-Szintillationszählers. In den ersten Experimenten [20, 21, 22, 23, 24] konnte nur der niederenergetische Anteil des IB-Spektrums gemessen werden, da nur kleine NaJ-Kristalle verfügbar waren. Diese Experimente zeigten Übereinstimmung mit der Theorie [4, 5, 6, 7]. Spätere Experimente [25, 26, 27, 28] fanden jedoch mehr hochenergetische IB, als die Theorie vorhersagte. Obwohl die älteren Rechnungen über Coulomb-Korrektionen [8, 9, 10] in der richtigen Richtung liegen, konnten sie die Abweichung nicht voll erklären. Erst durch die neueren Rechnungen [12] hat sich die Situation geändert. Zwei-Quanten-Übergänge wurden nicht gefunden [29]. Unglücklicherweise ist die Situation auf der experimentellen Seite nicht vollständig klar, da verschiedene Experimente an einem ß-Strahler verschiedene Ergebnisse zeigen.

Im folgenden wird eine Liste der ß-Strahler gegeben, deren IB bisher gemessen wurde:

	P^{32}	Y^{91}	RaE	S^{35}	Pm^{147}	Y^{90}	Pr^{143}
Zitat	20a,c 21,23 24a,26a 27a,b,c	20c	20a,c 21,22 24b	22,25a,d 26b	22,25b,d 26c	24a,b 27c 28a,b,c	25b,c,d 26c

Unter diesen ß-Strahlern befindet sich kein übererlaubter Übergang.

Experimente über die ß-IB-Winkelkorrelation [20b, c, 21, 30, 31, 32], auch mit Energieselektion, sowie über die zirkulare Polarisation der IB [33a, b, c] zeigten Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie (die für diese Effekte fast keine Abhängigkeit von der Coulomb-Korrektion zeigt).

Die Situation ist damit die: es ist nicht erwiesen, ob der fundamentale Prozess (1.2) zusammen mit Coulomb-Korrektionen die IB richtig beschreibt, oder ob kompliziertere Vorgänge wie Emission über virtuelle Kernniveaus oder ein Zwischenteilchen berücksichtigt werden müssen.

In dieser Arbeit wird berichtet über Messungen der IB beim ß-Zerfall $_2He^6 \longrightarrow {}_3Li^6$. Der Zerfall ist übererlaubt und hat zudem eine kleine Ordnungszahl Z, d.h. eine kleine Coulomb-Korrektion. Es muss sich somit entscheiden lassen, ob der fundamentale Prozess (1.2) richtig ist oder ob kompliziertere Vorgänge angenommen werden müssen. Wegen der bisherigen Unsicherheit der Experimente ist auf diese besonderer Wert zu legen.

Die folgende Zusammenstellung zeigt, was heute über den ß-Zerfall $_2He^6 \longrightarrow {}_3Li^6$ bekannt ist:

a) Die Spins und Paritäten sind $0^+ \longrightarrow 1^+$, d.h. es ist ein erlaubter GT-Übergang. Niederenergetische ß-Zweige mit nachfolgender Gamma-Strahlung sind unbekannt [34].

b) Die β-Endpunktenergie ist E_{max} = (3,508 ± 0,004) MeV (gemessen durch Rückstoss-Spektrometrie) [35].

c) Die Halbwertszeit ist $T_{1/2}$ = (0,797 ± 0,003) sec [36].

d) $fT_{1/2}$ = (805 ± 8) sec ; log ($fT_{1/2}$) = 2,91. Verwendet wurden die Werte von b) und c). He^6 ist somit ein übererlaubter β-Zerfall.

e) Die Form der Wechselwirkung ist reine axialvektorielle Kopplung (mit Rückstoss-Spektrometrie findet man λ= -0,33 + 0,01) [37].

f) Das β-Spektrum zeigt eine erlaubte Form bis hinunter zu 250 keV [38]. Daraus können Schlüsse über Beimischungen pseudoskalarer Kopplung gezogen werden.

g) Das erlaubte GT-Matrixelement wurde von Baz berechnet [39] zu $|M_{GT}|^2$ = 6,00 für LS-Kopplung, = 3,34 für jj-Kopplung, = 3,25 für mittlere Kopplung. Rechnungen von Lane [40] und Levinson [41] sind damit in Übereinstimmung.

In dieser Arbeit wird über eine Messung der Form des Spektrums der IB und der totalen Ausbeute an IB beim Zerfall von He^6 berichtet.

Zum Nachweis der kontinuierlichen (IB) Gamma-Strahlung haben wir, wie alle anderen Autoren, ein Szintillations-Spektrometer benutzt. Dieses liefert jedoch anstelle der gewünschten Energieverteilung eine Impulshöhenverteilung. Für eine monoenergetische Strahlung erhält man eine Impulshöhenverteilung mit einer Photolinie der Halbwertsbreite H_γ, einer Compton-Verteilung und vielleicht einigen zusätzlichen "Entweich-Linien". Die resultierende IB-Impulshöhenverteilung ist eine Überlagerung von solchen Verteilungen für alle Energien bis zur β-Maximalenergie, versehen mit den relativen Intensitäten. Die IB-Impulshöhenverteilung muss deshalb nach dem ge-

wünschten Energiespektrum entfaltet werden. Diese Behandlung der experimentellen Daten kann beträchtliche Fehler mit sich bringen.

Andere Korrektionen, die angebracht werden müssen, betreffen die Erzeugung von Äusserer Bremsstrahlung (ÄB) durch die Elektronen in der Materie um das Präparat herum, die Absorption der IB auf dem Wege zum Detektor und die Nachweiswahrscheinlichkeit des Szintillationszählers.

Die Messung der totalen Ausbeute an IB, d.h. das Verhältnis von IB-Quanten pro emittiertes β-Teilchen ist ein besonderer Teil dieser Arbeit. Er schliesst die Messung der Raumwinkel des Gamma- und des β-Zählers ein. Dies geschah durch Vergleich des Verhältnisses IB/β bei He^6 mit γ/β von Ne^{23} bei fester Geometrie. Letzteres hat ein bekanntes Verzweigungsverhältnis von 32 % [42].

Das Ergebnis dieser Arbeit ist die Bestätigung der Richtigkeit des fundamentalen Prozesses (1.2). Über den Einfluss der Coulomb-Wechselwirkung kann und soll aus diesem Experiment nichts geschlossen werden. Jedoch zeigt diese Arbeit zusammen mit anderen neueren theoretischen [12] und experimentellen [28d, 32] Arbeiten, dass der fundamentale Prozess (1.2) zusammen mit einer richtigen Behandlung der Coulomb-Wechselwirkung die Erscheinungen richtig beschreibt. Bisher [8, 9] wurde der Einfluss des Coulomb-Feldes unterschätzt. Ob sich daraus Folgerungen für die Berechnung von Strahlungskorrekturen ergeben, lässt sich noch nicht absehen.

2. Die experimentelle Methode

Das Quellenvolumen enthält He^6-Gas. Dieses sendet zwei Typen von Strahlung aus : die IB Gamma-Strahlung und die ß-Zerfallselektronen.

Die IB hat ein Energiespektrum S(k). Um die Zählung von ß-Teilchen im IB-Detektor zu vermeiden, muss ein Absorber zwischen der Quelle und dem NaJ-Kristall angebracht werden. Bei der Absorption von Elektronen erzeugen diese ÄB mit einem Energiespektrum, welches eine Funktion der Ordnungszahl Z des Absorbermaterials ist. Wir schreiben ÄB(k,Z). ÄB wird auch in der gesamten Materie in der Umgebung der Quelle erzeugt. Da He^6 ein gasförmiges Präparat ist, tritt keine Störung durch ÄB in der Quelle selbst auf.

Die Absorption von IB auf dem Weg zum Nachweisgerät schreiben wir : für Absorption im ß-Absorber $A_1(k,Z)$

$$(2.1) \quad A_1 = \exp\left\{-\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_1 \cdot (d_\varrho)_1\right\}$$

$\frac{\mu}{\varrho}(k,Z)$ = Absorptionskoeffizient

d_ϱ = Flächendichte des Absorbers

Für die zusätzliche Absorption in Luft, dem Fenster des Quellenvolumens und der NaJ-Kristallfassung, verwenden wir einen ähnlichen Ausdruck $A_3(k)$, wobei $(\frac{\mu}{\varrho})_3$ die gewogene Summe der Absorptionskoeffizienten für alle Materialien darstellt. Die ÄB erleidet Absorption in dem Material, in welchem sie erzeugt wird. Dafür benützen wir den Faktor $A_2(k,Z,d)$; der Faktor $A_3(k)$ wird wieder benützt für die Absorption in Luft und Kristallfassung, da der Beitrag des Fensters des Quellenvolumens vernachlässigbar ist. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des NaJ-Kristalls ist

$$(2.2) \quad \varepsilon(k) = 1 - \exp\left\{-\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{NaJ} \cdot (d_\varrho)_{NaJ}\right\}$$

Jede Gamma-Strahlung der Energie k erzeugt im Kristall eine Impulshöhenverteilung f(k,H). Die gemessene Impulshöhenverteilung N(H) ist dann das Integral über die Impulshöhenverteilung aller Energien mit ihrer entsprechenden Intensität S(k). Alle diese Prozesse können zusammengefasst werden in der Formel

$$(2.3)\quad N(H) = \int_0^{W_0-1} \left[A_1(k,Z)\cdot S(k) + \ddot{A}B(k,Z)\cdot A_2(k,Z,d) \right] \cdot A_3(k)\cdot \varepsilon(k)\cdot f(k,H)\,dk$$

Diese Formel gilt für beliebiges Z. Für Z = 0 des β-Absorbers wird keine ÄB erzeugt und es findet keine Absorption von IB statt, d.h. $\ddot{A}B(k,Z,d) = 0$ und $A_1 = A_2 = 1$.

Wir führen Messungen mit Absorbern verschiedener Ordnungszahl Z durch und extrapolieren dann nach Z = 0. Damit haben wir auf dem Beitrag von ÄB und die Absorption der IB im Absorber korrigiert.

Von den Grössen in Gleichung (2.1) messen wir N(H), während S(k) gesucht ist. Die Werte für $A_3(k)$ und für $\varepsilon(k)$ werden den Tabellen [43] entnommen. Die Ansprechfunktion f(k,H) wird aus der Messung von Eichpräparaten, die monoenergetische Gamma-Strahlung aussenden, gewonnen.

Die Integralgleichung (2.3) kann in ein System linearer Gleichungen umgeformt werden. Dabei werden N(H) und S(k) zu Spaltenmatrizen, die Funktionen A_i und $\varepsilon(k)$ zu Diagonalmatrizen; f(k,H) ist eine quadratische Matrix. Wir können schreiben :

$$(2.4)\quad \begin{pmatrix} \vdots \\ N(H) \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cdots\cdots\cdots \\ f(k,H) \\ \vdots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon(k) & & \\ & \ddots & \\ & & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_3(k) & & \\ & \ddots & \\ & & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vdots \\ S(k) \\ \vdots \end{pmatrix} \Delta k$$

3. Versuchsanordnung und Messvorgang

Das radioaktive He^6 wurde als Gas gewonnen durch die Reaktion Be^9 (n,α) He^6. BeO-Pulver mit sehr grosser Oberfläche wurde als Target im Oak Ridge Research Reactor verwendet. Ein kontinuierlicher Strom von Wasserdampf schwemmte das gasförmige He^6 aus dem BeO-Pulver heraus. Durch ein Druckgefälle wurde es nach einigen Reinigungen in das Quellenvolumen getrieben.

Die Reinigung des Gases wurde in mehreren Stufen durchgeführt. In der tatsächlichen Reihenfolge waren dies: 1) ein Kondensor auf Eiswassertemperatur zur Entfernung des grössten Teils des Wasserdampfes, der in den Wasserdampfkreislauf zurückgebracht wurde, 2) ein Cu-CuO-Ofen zur Entfernung von Dissoziationsprodukten des Wasserdampfes, 3) eine Kühlfalle auf der Temperatur fester Kohlensäure, die zusammen mit 4) einer Kühlfalle auf der Temperatur flüssigen Stickstoffes dazu diente, den restlichen Wasserdampf und andere kondensierbare Gase zu entfernen, und schliesslich 5) eine Titan-Pumpe, nach der unmittelbar das Quellenvolumen folgte. Die ersten beiden Stufen befanden sich so nahe als möglich am Reaktor. Danach wurde das Gas durch den restlichen Wasserdampfdruck etwa 15 m weit in das Laboratorium gebracht. Fig. 1 zeigt die allgemeine Anordnung im Labor. Hinter einer "sandwich"-Abschirmung aus Holz und Blei befinden sich die He^6-Gasleitungen mit den letzten Reinigungsstufen. Die Lage der einzelnen Teile ist in der Figur bezeichnet.

Die meisten radioaktiven Verunreinigungen des He^6-Gases (S^{35}, einige Hg Isotope, Cs^{137} und verschiedene andere Spaltprodukte) wurden in der Kühlfalle auf der Temperatur des flüssigen Stickstoffes kondensiert. Diese erhöhten den allgemeinen Strahlungsuntergrund, konnten aber nicht in das Quellenvolumen gelangen. Die Wirksamkeit der Titan-Pumpe zur Entfernung von N^{16}, das früher als Verunreinigung mit ziemlich grosser Häufigkeit aufgetreten war, wurde sehr sorgfältige geprüft. Es wurde nach den

Gamma-Linien von N^{16} im Spektrum der IB von He^6 gesucht. Wir fanden für das Verhältnis $(N^{16})/IB\ (He^6) = (0,3 \pm 1,4)$ % für das radioaktive Gas im Quellenvolumen. Ein Einfluss von N^{16} wurde somit als vernachlässigbar betrachtet. Die einzige Verunreinigung im Gas, die zurückblieb und identifiziert werden konnte, war Ne^{23}. Bei einigen Messungen machte seine Intensität 5 % der IB von He^6 aus. Es war nötig, die IB-Spektren auf Ne^{23} zu korrigieren. Unsere Messung [36] der Lebensdauer von He^6, bei welcher dieselbe experimentelle Anordnung benutzt wurde, bestätigt diese Abschätzungen der Reinheit des Gases.

Fig. 2 zeigt die Messanordnung im Detail. Als Quellenvolumen wurden zwei verschiedene Plexiglaszylinder verwendet. Beide konnten auf das Ende eines langen Plexiglasrohres gesteckt werden. Das Rohr bildete ein totes Ende des Gasströmungssystems und ragte in die Mitte des Laborraumes hinein. Diese Anordnung erlaubte, Materie von kleiner Ordnungszahl Z, wie z.B. Holz und Plexiglas in der Umgebung des Quellenvolumens zur Abschirmung zu verwenden. Auf diese Art und Weise sollte der Anteil von ÄB herabgesetzt werden. Die Bleiabschirmung des Szintillationszählers wurde in der Nähe des Gasströmungssystems auch mit Plexiglas umgeben zur Verhütung von ÄB. Die Abschirmung der ÄB, die im eigentlichen Gasströmungssystem entstand, und der Gamma-Strahlung von Verunreinigungen, die sich in den Kühlfallen ansammelten, erfolgte durch einen Wall von Beton- und Bleiziegeln hinter dem "sandwich" aus Holz und Blei, das in Fig. 1 gezeigt wurde.

Das kleinere der beiden Quellenvolumen (Fig. 2) sollte einen möglichst gut definierten Raumwinkel der gasförmigen Quelle mit dem Gamma- und dem ß-Zähler ermöglichen. Mit ihm wurden die Messungen der absoluten Ausbeute an IB gemacht. Zur Messung des Strahlungsuntergrundes wurde ein magnetisches Ventil am entfernten Ende des Plexiglasrohres geschlossen.

Zur Messung des IB-Spektrums wurde ein neuer Plexiglaszylinder konstruiert. Dadurch wurde eine grössere Quellenstärke erreicht. Bei dieser Konstruktion wurde ein Ventil zwischen dem langen Plexiglasrohr und dem Quellenvolumen angebracht. Dieses Quellenvolumen wurde ebenso wie das Ventil und die Halterung mit der Gaszuführung aus Plexiglas gebaut. Ein Aluminiumfenster von 0,051 mm Dicke wurde an beiden Enden des Zylinders mit Nylonschrauben befestigt. Das Plexiglasventil wurde auf vollständigen Abschluss geprüft. Der neue Ort des Ventils erlaubte uns, die Aktivität des He^6-Gases ständig zu überwachen.

Ein Kugelventil von 10 cm Ø wurde über der Diffusionspumpe des Gasflusssystems angebracht. Damit konnte der Gasfluss gedrosselt werden. Es wurde so eingestellt, dass maximale Quellenaktivität erreicht wurde und trotzdem ein Druck zwischen 2 und 8×10^{-6} Torr in der Kühlfalle mit flüssigem Stickstoff erreicht wurde. Der Druck im Quellenvolumen war experimentell nicht bekannt. Auf Grund der Konstruktion des Vakuumsystems wurde angenommen, dass er keinesfalls grösser als das 10-fache des Druckes in der Kühlfalle war. Die Quellenaktivität konnte durch das Drosselventil um einen Faktor 10 geändert werden.

Drei Szintillationszähler wurden verwendet: zur Messung der IB-Quanten ein 2 1/2" Ø x 2" NaJ(Tl)-Kristall (Harshaw Type 10 D8), zur Messung der ß-Teilchen ein 3" Ø x 1 1/2" Plastikszintillator. Beide Zähler wurden mit je einem Dumont 6363 Photomultiplier, je einem DD2 Fairstein-Verstärker und einem Dekadenzähler verwendet. Der ß-Szintillator war mit 6,8 mg/cm^2 Al bedeckt. Der NaJ-Kristall war eingepackt in 0,22 g/cm^2 Al_2O_3. Die Abschirmung der Zähler ist aus Fig. 2 ersichtlich.

Zur Messung der Ausbeute an IB wurden nur integrale Zählraten des ß- und Gamma-Zählers verwendet. Die Spektren wurden jedoch überprüft. Beide Zähler standen einander gegenüber, senkrecht zur Achse des kleinen Quellenvolumens. Von dieser waren sie etwa 5 cm entfernt.

Zur Messung des Spektrums der IB wurden der β- und der Gamma-Zähler so aufgestellt, wie in Fig. 2 ersichtlich ist. Ein dritter Zähler, in Fig. 1 und 2 nicht sichtbar, wurde als Monitor für die He^6-Aktivität hinzugefügt. Er wurde etwa 3 cm unterhalb des langen Plexiglas-Quellenvolumens, etwa 10 cm hinter dem Quellenvolumen angebracht. Er war ein 1 1/2" Ø x 1" NaJ(Tl)-Kristall mit einem Dumont 6292 Photomultiplier (Harshaw "integral line"), gefolgt von einem DD2-Verstärker und einem Dekaden-Zähler. Das Gamma-Spektrum wurde mit einem Nuclear Data 512-Kanal-Analysator, Type ND 120, aufgenommen. Die integralen Zählraten aller drei Detektoren wurden zur Überwachung und Normierung der Einzelspektren mitgemessen. Die Totzeiten der β- und Gamma-Zählsysteme wurden mit der Zweiquellenmethode gemessen. Man fand:

für den β-Zähler $(1{,}0 \pm 0{,}1)\,\mu$ sec,
für den Gamma-Zähler $(3{,}3 \pm 0{,}1)\,\mu$ sec.

Messvorgang: Auf Grund der Überlegungen von Abschnitt 2 wurden 4 Typen von IB-Messungen gemacht:

1. Die Ordnungszahl Z eines β-Absorbers "vor" dem Quellenvolumen, d.h. zwischen diesem und dem NaJ-Kristall, wurde variiert.
2. Die Dicke von Be-Absorbern "vor" dem Quellenvolumen wurde variiert.
3. Zu den Teilen des Quellenvolumens mit einem dünnen Mantel wurde zusätzliches Material von verschiedener Ordnungszahl Z hinzugefügt. Der Kürze halber werden wir sagen, Material wurde "um" die Quelle gelegt.
4. Absorber verschiedener Ordnungszahl wurden "hinter" dem Quellenvolumen angebracht, d.h. zwischen diesem und dem β-Szintillationszähler.

In Tabelle 1 sind die Absorbermaterialien mit ihren Flächendichten aufgeführt. Bei den Gruppen 3 und 4 ist der Plexi-

glasabsorber von 1,672 g/cm^2 in Position "vor" benützt worden, um die ß-Teilchen vom Gamma-Zähler fernzuhalten. Eine Flächendichte von 1,7 g/cm^2 ist zur Absorption von ß-Teilchen mit 3,5 MeV Endpunktenergie nötig [44]. Für die Position "um" ist die Dicke der Absorber so gewählt, dass die Summe ihrer Flächendichte und der Wanddicke des Quellenvolumens (0,721 g/cm^2) zusammen 1,7 g/cm^2 ergibt.

Während der Messung wurde immer kurzzeitig zwischen der Messung mit He^6-Quelle und einer Untergrundsmessung abgewechselt. Der 512-Kanal-Analysator war auf 4 min "live time" eingestellt. Bei Anwesenheit von He^6 wurden die Zählraten addiert, während der Untergrund subtrahiert wurde. Die integralen Zählraten aller 3 Detektoren wurden für eine 4 min Messzeit für jede Messperiode aufgenommen. Das Ib-Spektrum des Vielkanal-Analysators wurde nach jeweils 2 Messzyklen ausgedruckt. Zwei weitere Zyklen wurden dann hinzuaddiert. Nach 4 Messzyklen wurde ausgedruckt. Danach wurde der Zyklus mit anderen Absorbern von vorne begonnen. Zur Messung eines Spektrums wurden somit 32 min benötigt: 16 min für Messungen mit He^6 und 16 min zur Messung des Nulleffekts. Einige Zyklen hatten andere Messzeiten, da zeitweise andere Arbeiten am Reaktor erhöhten Strahlenuntergrund ergaben. Der Ausdruck in der Mitte eines Zyklus wurde zur Kontrolle der Stabilität der Versuchsanordnung gemacht. In allen Fällen wurden nur die statistischen Schwankungen gefunden.

Mehrmals täglich wurden zusätzlich noch Spektren des Nulleffekts aufgenommen. Dies war nötig zur Berechnung der statistischen Fehler der Resultate. Ebenso wurden mehrmals täglich Eichspektren mit Na^{24} aufgenommen. Es wurde darauf gesehen, dass die Messungen mit He^6 erst begonnen wurden, wenn der Gasfluss im Quellenvolumen einen stationären Wert erreicht hatte. Vor der Messung des Nulleffekts wurde der Zerfall des He^6 abgewartet.

Die Messungen der verschiedenen Spektren, die in Tabelle 1 aufgeführt sind, wurden in willkürlicher Reihenfolge gemacht. Das gilt sowohl für die Position des Absorbers als auch für dessen Ordnungszahl Z.

Messung der Eichspektren: Dazu wurde eine Reihe von Gamma-strahlenden Isotopen gemessen (siehe Tabelle 2). Das Ziel war, die Impulshöhenverteilung für eine monoenergetische Gamma-Strahlung derselben Geometrie wie das He^6-Quellenvolumen kennenzulernen. Dies wurde angenähert durch zweimalige Messung jedes festen Isotops: einmal in Position "vor" und einmal in Position "hinter" dem Quellenvolumen (Definition wie früher). Zusätzlich wurde ein gasförmiger Gamma-Strahler (Ar^{41}) in das Quellenvolumen eingebracht. Während der Messung der Eichspektren war stets der Plexiglas-Absorber vor dem Gamma-Zähler.

Die Präparate wurden durch Eindampfen aktiver Flüssigkeiten auf einem Uhrenglas hergestellt (2,5 cm Ø und weniger als 1 mm dick). Die Präparate hatten danach einen Durchmesser von 1,5 cm. Für jedes Isotop wurden zwei Präparate hergestellt, eines mit etwa 3 μC und das andere mit etwa 30 μC Aktivität.

Stabilität der Zähler: Die untere Grenze für die integralen Zählraten aller 3 Zähler wurden in die Mitte eines Plateaus in der Kurve für die integrale Zählrate in Abhängigkeit von der unteren Grenze ("bias") gesetzt. Fig. 3 zeigt als Beispiel die Kurve für den ß-Zähler.

Das Gasströmungs- und Reinigungssystem lieferte eine recht stabile He^6-Aktivität. Die Aktivität im Quellenvolumen änderte sich jedoch von Tag zu Tag je nach der Drosselung des grossen Kugelventils. Zur Überprüfung der Stabilität der integralen Zählraten der 3 Detektoren musste die veränderliche He^6-Aktivität berücksichtigt werden. Das geschah dadurch, dass zunächst nur Verhältnisse von integralen Zählraten untersucht wurden, nämlich γ/ß, ß/monitor und γ/monitor. Wir fanden sowohl langzeitige als auch tägliche Schwankungen. Zur Bestimmung, welcher Zähler instabil war, wurde ein neuer Satz von Verhältnissen untersucht. Die integrale Zählrate jedes der 3 Detektoren wurde durch die Zählrate im Gamma-

Spektrum für eine Energie von 120-130 keV dividiert. Dieser Energiebereich ist deutlich oberhalb der ersten Kanäle des Vielkanal-Impulshöhenanalysators, deren Anzeige unsicher ist, und hat trotzdem noch eine gute statistische Genauigkeit. Die drei untersuchten Verhältnisse mussten für jeden Typ von Messungen (siehe Tabelle 1) gesondert durchgeführt werden, da die integralen Gamma- und ß-Zählraten von der Position des Absorbers abhingen.

Fig. 4 zeigt die zeitliche Abhängigkeit des Verhältnisses der integralen ß-Zählrate und des erwähnten Teils des Gamma-Spektrums. Während der ersten Zeit der Messungen brach die Elektronik des ß- und Monitorzählers verschiedentlich zusammen, glücklicherweise nicht die des IB-Detektors. Man sieht, dass die integrale ß-Zählrate vom 7. Oktober bis zum Ende der Messungen stabil war. Somit konnte die ß-Zählrate zur Normierung aller Messungen (nach dem 7. Oktober) verwendet werden. Das gilt mit Ausnahme der Messungen, bei welchen der Absorber "hinter" dem Quellenvolumen liegt. Für diese Messungen konnte nur die Monitorzählrate verwendet werden. Obwohl diese einen zeitlichen Gang aufwies, konnte für die Fälle, wo die ß-Zählrate sinnvoll war, eine eindeutige zeitliche Abhängigkeit des Verhältnisses der integralen ß-Zählrate zur Monitorzählrate gefunden werden. Damit konnte die Monitorzählrate normiert werden. Durch Interpolation in diesen Kurven konnte der Korrektionsfaktor auch für die Fälle, wo keine brauchbare Messung der integralen ß-Zählrate vorlag, gefunden werden. Fig. 5 zeigt die langzeitigen und täglichen Schwankungen des Verhältnisses ß/Monitor. Der tägliche Gang hat seine Ursache vermutlich in Verstärkungsänderungen, die von der Zählrate abhängen, wie sie für Dumont-Photovervielfacher bekannt sind.

Die von der Zählrate abhängige Verstärkungsänderung des Dumont 6363 Photovervielfachers wurde für den Gamma-Zähler untersucht. Man beobachtet eine Vergrösserung der Verstärkung von $\Delta V/V = 1$ % in der ersten Minute, nachdem eine integrale

Zählrate von 6000 Impulsen/sec eingestrahlt wird. Die Verstärkungsänderung beträgt 10 % nach einer dauernden Einstrahlung dieser Zählrate von 1 Stunde. Diese Untersuchung wurde mit der Gamma-Strahlung von Ar^{41} (1,29 MeV) gemacht. Das Ergebnis ist in Übereinstimmung mit einer systematischen Untersuchung des Effekts [28c].

Die Anordnung zur Spektroskopie der Gamma-Strahlung zeigte eine weitere Art von Verstärkungsschwankungen. Diese traten unsystematisch auf, und ihre Ursache ist nie ganz erkannt worden. Jedoch war es möglich, die Spektren zu korrigieren (siehe Abschnitt 4).

Das Gamma-Spektrometer wurde auf "pile-up" (2 kleine Impulse werden zufällig innerhalb der Auflösungszeit des Spektrometers nachgewiesen und ergeben einen grossen Impuls) theoretisch und experimentell untersucht. Die Überlegungen und Messungen werden gesondert mitgeteilt. Bei der Messung der IB (integrale Zählrate 131 Imp/sec) ergibt sich die Wahrscheinlichkeit $\leq 10^{-4}$ dafür, dass ein Impuls ein "pile-up"-Impuls ist. Dies ist bereits eine obere Grenze, die für alle IB-Energien gilt. Dieses günstige Resultat wird erzielt insbesondere wegen der guten zeitlichen Auflösung ($3{,}1 \cdot 10^{-6}$ sec) des Gamma-Spektrometers. Pile-up könnte die Messung der IB wegen des starken Überwiegens kleiner Energien bei grossen Energien erheblich verfälschen.

4. Die Auswertung der Impulshöhenverteilung der Inneren Bremsstrahlung

Die Durchführung der Messungen der Impulshöhenverteilung der IB wurde in Kapitel 3 beschrieben. Im Folgenden wird dargelegt, wie die vielen Einzelmessungen der IB vereinigt werden und wie insbesondere auf die ÄB korrigiert wird.

Bei jedem ausgedruckten Resultat eines Messzyklus war der Nulleffekt bereits abgezogen. Um eine genügend gute Statistik zu erhalten, mussten viele Messzyklen kombiniert werden. Dazu musste als erstes die Energie-Eichung aller Impulshöhenverteilungen gleich sein. Wie in Kapitel 3 erwähnt wurde, war dies nicht der Fall.

Zunächst beschreiben wir, wie die Dehnung der Energieachse eines Spektrums durchgeführt wurde. Wenn sich die Energie-Eichung ändert, so ändert sich die Kanalbreite (in Volt oder in keV) des Vielkanalanalysators. Die grundlegende Idee für die Entwicklung einer Formel ist, jeden Kanal in 100 Unterkanäle zu unterteilen. Bei einer Verstärkungsänderung bleibt die Breite der Unterkanäle gleich, jedoch ändert sich ihre Zahl. Der Dehnungsfaktor f wird definiert als

$$(4.1) \qquad f = \frac{\text{neue Zahl von Unterkanälen}}{\text{alte Zahl von Unterkanälen}}$$

Damit erhält man folgende Formel für die Anzahl y_n' der Impulse in Kanal n des gedehnten Spektrums. Die Zahl der Impulse im Kanal n des alten Spektrums ist dabei y_n.

Für $f \geq 1$:

$$(4.2)\quad y'_1 = y_1 + (f-1)\cdot y_2$$

$$y'_n = \left[1-(n-1)(f-1)\right]\cdot y_n + n\cdot(f-1)\cdot y_{n+1}$$

$$\text{falls } n \leq \frac{1}{1-f}$$

$$y'_{m+1} = \left[1-(n-1)(f-1)\right]\cdot y_{m+1} + y_{m+2} + \left[m\cdot(f-1)-1\right]\cdot y_{m+3}$$

$$y'_{m+n} = \left[1-(f'-1)-(n-1)(f-1)\right]\cdot y_{m+n+1} + \left[(f'-1) + n\cdot(f-1)\right]\cdot y_{m+n+2} \qquad \text{mit } f' = m\cdot(f-1)$$

usw. Die Kanalnummer m ist definiert durch

$$(m-1)(f-1) \leq 1 \leq m\cdot(f-1)$$

Eine ähnliche Formel kann für $f \leq 1$ aufgestellt werden.

Um die weitere Datenverarbeitung zu erleichtern, wurde eine Kanalbreite von 20 keV/Kanal verwendet. Die Dehnungsfaktoren lagen dann zwischen f = 1,000 und f = 1,087. Die Stabilität der elektronischen Verstärkung betrug somit $\pm$ 4,5% während einer Messzeit von 4 Wochen.

Jeden Tag wurden mehrere Energie-Eichungen durch Messung eines Na^{24} Spektrums vorgenommen. Aber wir wollten die Energie-Eichung jedes kontinuierlichen Spektrums prüfen. Dazu konnte eine Impulshöhenbegrenzung des DD2-Verstärkers verwendet werden. In diese werden alle Impulse, die grösser als die Begrenzungsspannung sind, einsortiert. Ein linearer Zusammenhang zwischen der Kanalnummer der Begrenzungsspannung des DD2-Analysators und der Gamma-Energie wurde empirisch gefunden. Das Spektrum des Nulleffekts zeigte eine starke Linie bei 660 keV vom Cs^{137}. Diese Linie wurde verwendet, um die Begrenzungsspannung auf Energie zu eichen. Figur 6 zeigt diesen empirischen Zusammenhang. Dadurch konnte jedem einzelnen kontinuierlichen IB-Spektrum der richtige Dehnungsfaktor zugeordnet werden. Die Eichungen mit den Linien von Na^{24} sind in befriedigender Übereinstimmung damit.

Die einzige Linie, die in der IB-Impulshöhenverteilung gefunden wurde, war Ne^{23} mit einer 440 keV Energie. Die Ursache für diese Verunreinigung, die nur gelegentlich auftrat, war vermutlich, dass ein Teil des Gasströmungssystems mit einem Experiment an Ne^{23} geteilt wurde. Die 440 keV Gamma-Energie war von geringer Bedeutung. Aber einige schwache hochenergetische Linien von Ne^{23} (0,44, 1,60, 2,08, 2,47, 2,91 MeV) können das IB-Spektrum wegen dessen starker Intensitätsabnahme bei zunehmender Energie beeinflussen. Auf Ne^{23} wurde folgendermassen korrigiert: wir haben ein Ne^{23}-Spektrum aufgenommen (Fig.20), wozu nur das Gasströmungssystem umgeschaltet werden musste. Die 440 keV Linie wurde durch eine Gauss-Kurve ausgeglichen, die Fläche darunter wurde zur Normierung verwendet. In der IB-Impulshöhenverteilung wurde unter der 440 keV Linie zwischen zwei Kanälen, die ausserhalb der Linie liegen, linear interpoliert. Die interpolierte IB wurde vom gemessenen Spektrum abgezogen. Damit wurde die Ne^{23}-Linie erhalten. Sie wurde durch eine Gauss-Kurve ausgeglichen, die Fläche darunter ebenfalls zur Normierung verwendet. Nun wurde für jeden Kanal berechnet:

$$(4.3)\quad (\text{wahres IB-Spektrum}) = (\text{gemessenes IB-Spektrum}) - \frac{\text{Fläche der Linie im IB-Spektrum}}{\text{Fläche der Linie im } Ne^{23}\text{-Spektrum}} \cdot (Ne^{23}\text{-Spektrum})$$

Fig. 7 zeigt den Vergleich eines gemessenen und eines wahren IB-Spektrums.

Kombination von Kanälen: Nach der Energiedehnung und der Subtraktion der Ne^{23} Verunreinigung wurde die Zahl der Kanäle reduziert. Jeweils 3 aufeinanderfolgende "alte Kanäle" wurden zu einem "neuen Kanal" zusammengefasst. Die Kanalbreite war dann 60 keV/Kanal, und wir brauchen 59 Kanäle (anstelle von 175), um das He^6-Spektrum zu überstreichen (Endpunktenergie 3,5 MeV). Durch die Kombination von Kanälen wurde die statistische Genauigkeit erhöht. Der Grund, warum dies nicht von

Anfang an gemacht wurde, liegt darin, dass nur mit einer grossen Anzahl von Kanälen eventuelle Beimischungen von Linien zum kontinuierlichen IB-Spektrum gefunden werden können.

Kombination mehrerer Messzyklen: Nachdem die Impulshöhenverteilung eines Messzyklus in der angegebenen Weise behandelt worden war, mussten alle Messzyklen einer Art kombiniert werden. In Tabelle 1 sind die verschiedenen Arten von Messungen zusammengestellt. Späterhin wollen wir die Messungen mit unterschiedlicher Ordnungszahl Z (z.B. des B-Absorbers vor dem Gamma-Zähler) vergleichen. Dazu müssen die Spektren addiert und normiert werden unter Berücksichtigung der jeweiligen Quellenstärke von He^6. Diese wurde gemessen (relativ, nicht absolut) mit dem ß-Zähler (nicht brauchbar im Falle "Materie hinter") und dem Monitorzähler. Wie in Kapitel 3 angegeben, war die Stabilität der Zähler während eines Teils der Messzeit ungenügend. Deshalb wurde eine "Teilsumme" von Spektren gebildet, wofür der Normierungsfaktor, d.h. die ß- oder Monitorzählraten eindeutig bekannt waren. Diese Teilsumme von Spektren wurde benutzt, um den absoluten Beitrag von ÄB (und der IB-Absorption im B-Absorber) zu erhalten. Der absolute Beitrag von ÄB wurde jedoch nur für den (neuen) Kanal 3 ermittelt.

Neben der Berechnung des absoluten Beitrages der ÄB für Kanal 3 wurde noch der Einfluss der ÄB auf die Form der gemessenen Impulshöhenverteilung untersucht. Das geschah relativ zu Kanal 3. Dazu konnte die "vollständige Summe" aller Messzyklen einer Art verwendet werden. Eine Normierung auf Grund der Quellenstärke war nicht nötig. Die einzelnen Spektren wurden aufaddiert und dann die Zählrate in Kanal 3 auf 1 normiert.

Die Aufteilung der Normierung in zwei Teilprobleme (a) absolute Normierung im Kanal 3 für einen Teil der Messungen und b) die Normierung des Spektrums relativ zu Kanal 3 für

alle Messungen) hatte den Vorteil, statistisch bessere Ergebnisse zu erhalten. Im Kanal 3 lag schon für die Teilsumme von Spektren eine gute Statistik vor. Für die höheren Kanalnummern (mit ihren geringen Intensitäten) konnten alle Messdaten verwendet werden. Der neue Kanal 3 wurde gewählt, da er oberhalb der ersten Kanäle liegt, in denen der Vielkanalanalysator nicht ganz zuverlässig arbeitet.

Nunmehr müssen wir uns mit der Extrapolation $Z \longrightarrow 0$ beschäftigen (siehe Kapitel 2). Erste Ergebnisse dazu werden in Fig. 8 gezeigt. Dazu wurde der IB-Zähler am Ende des langen Plexiglasrohres, in der Mitte des Raumes, aufgestellt. Dadurch erhielten wir eine grössere Aktivität, mussten jedoch schlecht definierte Beiträge von ÄB "um" und "hinter" in Kauf nehmen. Durch die höhere Aktivität konnten Messungen über einen grossen Bereich der Ordnungszahl Z des Absorbers gemacht werden. Fig. 8 zeigt die normierte Zählrate, aufgetragen als Funktion von Z. Die Kanalnummer der Impulshöhenverteilung ist der Parameter. Sie entspricht nur ungefähr einer Energie, da die Impulshöhenverteilung nicht entfaltet wurde. Zwei Effekte wirken einander entgegen, um den experimentellen Befund zu ergeben: a) die Ausbeute an ÄB steigt mit wachsendem Z (das ergibt zunehmende Zählraten), b) die IB- und ÄB-Absorptionen nehmen zu mit wachsendem Z (das ergibt abnehmende Zählraten). Die realtive Grösse beider Effekte ist energie- und geometrieabhängig. Der Einfluss kann bei He^6 bis zu 25% betragen. Wir haben aus diesen ersten Messungen gelernt, dass es ausreichend und notwendig ist, Absorber mit $Z \leq 29$ zu verwenden, wenn die Extrapolation $Z \longrightarrow 0$ durch eine lineare oder eine quadratische Funktion erfolgen soll. Das gilt für alle Energien.

Im endgültigen Experiment wurde die gesamte ÄB nach ihrem Ursprungsort aufgeteilt in: ÄB herrührend von 1) Materie "vor", d.h. vom ß-Absorber vor dem Gamma-Zähler, 2) Materie "um" das Quellenvolumen herum, 3) Materie "hinter" dem Quellenvolumen, d.h. zwischen diesem und dem ß-Zähler (siehe auch Tabelle 1). Für alle 3 Beiträge wurde die Extrapolation $Z \longrightarrow 0$ gesondert

durchgeführt. Während der Messungen "vor" befand sich keine zusätzliche Materie "um" und "hinter" ausser der Wand des Quellenvolumens und dem Al-Fenster. Diese beiden waren so dünn, dass die meisten Elektronen austreten konnten. Die Erzeugung von ÄB "hinter" konnte dann im γ-Szintillator erfolgen. Das bedeutet, dass das ÄB-Spektrum dasselbe war wie für "Plexiglas hinter", jedoch war die Menge geringer, da der Raumwinkel zum Gamma-Zähler kleiner war. Die Erzeugung von ÄB "um" konnte im Falle der Abwesenheit der zusätzlichen Absorber hauptsächlich in Luft und einer Bleiabschirmung, die sich ungefähr 10 cm vom Quellenvolumen entfernt befand, erfolgen. Diese Strahlung konnte den Gamma-Zähler nur nach einem Streuprozess erreichen. Bei den Messungen mit veränderlichem Z "um" und "hinter" befand sich der Plexiglasabsorber stets in Stellung "vor".

Der absolute Beitrag von ÄB wurde für Kanal 3 (er entspricht einem Energie-Intervall von 120-180 keV) in folgender Weise ermittelt: Die Zählrate in Kanal 3 wurde für die Teilsumme der Messzyklen einer Art aufaddiert und zur Normierung durch die zugehörige integrale ß-Zählrate geteilt. Das war möglich für Absorber "vor" und "um". Die Figuren 9 bzw. 10 zeigen diese Zahl in Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z des Absorbers "vor" bzw. "um". Für die Stellung Absorber "hinter" wurde die Normierung durch die Monitorzählrate vorgenommen. Diese hatte jedoch einen wohlbekannten täglichen und langzeitigen Gang (Fig. 5). Durch Interpolation in Fig. 5 konnte für jede Zeit ein Korrektionsfaktor für die Monitorzählrate gefunden werden. Fig. 11 zeigt die Abhängigkeit von $\{\gamma(\text{Kanal 3})/\text{mon (korr)}\}$ von Z (Materie "hinter"). Die experimentellen Resultate wurden nach Gauss ausgeglichen. Man erhält folgende Funktionen:

(4.4) Materie "vor" :

$$N(Z)=(1.257\pm0.014)+(4.62\pm0.24)\cdot10^{-2}\cdot Z-(7,15\pm0,72)\cdot10^{-4}\cdot Z$$

$$\frac{\chi^2}{N-n} = 6,13 \cdot 10^{5}$$

oder für $Z \leq 13$:

$$N(Z)=(1.298\pm0,002)+(3,39\pm0,02)\cdot10^{-2}\cdot Z \quad (\frac{\chi^2}{N-n}=1.38\cdot10^{-6})$$

Materie "um" :

$$N(Z)=(1,505\pm5\cdot10^{-8})+(1,98\pm4\cdot10^{-6})\cdot10^{-3}\cdot Z-1,42\cdot10^{-5}\cdot Z^2$$

Materie "hinter" :

$$N(Z)= 4,69 + 2,93 \cdot 10^{-3} \cdot Z$$

Zu diesem Ergebnis tragen eine Reihe von Effekten bei: Erzeugung und Selbstabsorption von ÄP, Absorption von IB, Streuung von beiden (diese ist vorherrschend für Materie "hinter" und insbesondere "um").

Der Einfluss der ÄB auf die Form der Impulshöhenverteilung wurde folgendermassen ermittelt: Wir gehen aus von der vollständigen Summe aller Messungen einer Art (Tabelle 1). Diese wird bei Kanal 3 normiert $\{ N(\text{Kanal } 3) = 1 \}$. Für jeden Kanal wurde die Zählrate in Abhängigkeit von Z nach der Funktion

(4.5) $N(Z) = N(Z=0) + b \cdot Z$ mit $N(Z=0) = IB$

ausgeglichen. Die Ergebnisse für die Steigung b werden in den Figuren 12, 13, 14 gezeigt. Man kann daraus den quantitativen Beitrag von ÄB ablesen. Die Beimischung von Materie "um" und "hinter" ist um einen Faktor 10 geringer als die von Materie "vor". Es folgt daraus, dass der Einfluss in den meisten Kanälen kleiner ist als der statistische Fehler des extrapolierten Wertes "vor". Für das endgültige Ergebnis (für die Form der IB-Impulshöhenverteilung) wurde deshalb der extrapolierte Wert "vor" verwendet, während wir für Materie "um" und "hinter" keinen Einfluss der ÄB auf die Form des Spektrums finden.

Fig. 15 zeigt die endgültige Impulshöhenverteilung der IB relativ zu Kanal 3. Sie ist das Ergebnis der Extrapolation $Z \longrightarrow 0$ für Materie "vor".

Die Fehlerangabe der endgültigen Impulshöhenverteilung wurde folgendermassen erhalten: Es sei N_{eff} die effektive Zählrate für einen Messzyklus, N_o die in einer (mehrmals täglich durchgeführten) gesonderten Messung bestimmte Zählrate des Nulleffekts, beides für einen Kanal. Nach den Regeln der Fehlerfortpflanzung ist dann der Fehler ΔN_{eff}, wieder für einen Kanal,

$$\Delta N_{eff} = \sqrt{N_{eff} + 2 \cdot N_o} \qquad (4.6)$$

Die Regeln der Fehlerfortpflanzung werden wieder angewandt zur Bestimmung des mittleren Gauss'schen Fehlers beim Abzug der Ne^{23} Verunreinigung und bei der Kombination der Kanäle und der verschiedenen Spektren einer Art sowie bei der Normierung auf die Zählrate von Kanal 3. Ebenso wurde der mittlere Gauss'sche Fehler des auf $Z \longrightarrow 0$ extrapolierten Wertes der Ausgleichung erhalten. Er ist in Fig. 15 angegeben. Nicht in die Fehlerangabe eingearbeitet sind die Einflüsse von den Extrapolationen Materie "um" und "hinter". Diese Einflüsse selbst durften ja unberücksichtigt bleiben. Dies gilt jedoch nur innerhalb der Fehlergrenze dieser Aussage. Die Zuverlässigkeit der Extrapolation, d.h. ob die Ausgleichung mit einer linearen Funktion erlaubt ist, wird durch den χ^2-Test gegeben. Der Wert war stets kleiner als 10^{-2}.

Durch die Messdaten der IB-Impulshöhenverteilung wurde eine glatte Kurve gelegt. Die Messwerte streuen innerhalb des statistischen Fehlers. Für die Entfaltung der Impulshöhenverteilung wird aber, zur Vermeidung von oszillierenden Ergebnissen (siehe Kapitel 6), eine möglichst glatte Impulshöhenverteilung benötigt. Die glatte Kurve durch die Messpunkte wurde von Hand gezogen. Eine mathematische Ausgleichung stiess auf Schwierigkeiten, da die funktionelle Abhängigkeit nicht bekannt ist.

Extrapolation nach höheren Kanälen: Die Intensität der IB nimmt mit wachsender Energie um einige Zehnerpotenzen ab. Der Nulleffekt am Reaktor zeigte eine weit geringere Energieabhängigkeit (Fig. 7). Es ergab sich, dass die IB-Impulshöhenverteilung oberhalb vom neuen Kanal 35 (≙ 2,10 MeV) im wesentlichen 0 war. Zum Zwecke der Entfaltung ist es jedoch nötig, die kontinuierliche Impulshöhenverteilung bis zur Endpunktenergie zu kennen, da wegen der Compton-Verteilung jede Energie zu jedem Kanal einen Beitrag liefert. Deshalb wurde die gemessene Impulshöhenverteilung von Kanal 36 bis Kanal 59 extrapoliert. Es wurden verschiedene Annahmen für die Extrapolation gemacht. Dadurch kann der maximale Einfluss auf das entfaltete IB-Spektrum im gemessenen Bereich untersucht werden.

5. Das Aufstellen der Ansprechmatrix

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie die Ansprechmatrix f(k,H) (siehe Kapitel 2) aus Messungen der Eichspektren gewonnen wird. In Tabelle 2 sind alle Eichspektren aufgeführt. Es ist die fast vollständige Liste aller radioaktiven Präparate, die auf Grund ihrer Energie, Isotopenreinheit, Halbwertszeit und spezifischen Aktivität als Eichpräparate überhaupt in Frage kommen. Experimentelle Einzelheiten zu ihrer Messung sind in Kapitel 3 beschrieben. Hier soll ins Gedächtnis zurückgerufen werden, dass (fast alle) Präparate in 2 Positionen gemessen wurden, einmal zwischen dem Quellenvolumen und dem Gamma-Zähler, einmal hinter dem Quellenvolumen. Dadurch sollte ermöglicht werden, dass die Impulshöhenverteilung, die stark von der Geometrie der Versuchsanordnung abhängt, experimentell eingeschachtelt wird. Darüber hinaus stand ein gasförmiges Eichpräparat (Ar^{41}) zur Verfügung.

Von den gemessenen Eichspektren wurde der Nulleffekt abgezogen. Dessen Zählrate war jedoch im allgemeinen sehr klein gegenüber der Effektzählrate. Nicht zu vernachlässigen war dagegen der Einfluss der Energie-Eichung. Fig. 16 zeigt diese für einen Teil der Eichspektren. Man erkennt, dass die Verstärkung sich von Tag zu Tag etwas änderte. Mit Hilfe von Formel (4.2) wurden alle Eichspektren auf die Kanalbreite von 20 keV/Kanal gedehnt (ebenso wie die IB-Impulshöhenverteilungen). Die Eichkurven zeigen in dem Bereich, wo Messpunkte vorliegen ($k \geq 145$ keV = Ce^{141}), einen befriedigend linearen Verlauf. Der Nullpunkt des Analysators stimmt besser als $\pm$ 1 Kanal. Die Eichgeraden wurden graphisch ermittelt, nicht durch Ausgleichrechnung mit einer Rechenmaschine.

Nur ein Teil der Eichpräparate sendet eine einzige Gamma-Linie aus. Diese können direkt zur Auswertung benutzt werden. Sie sind in Tabelle 2 besonders gekennzeichnet. Ein

Teil der Eichspektren kann nicht die volle Information, sondern nur Teilinformationen liefern (ebenfalls in Tabelle 2 gekennzeichnet). Mehrere Eichpräparate senden zwei Gamma-Linien aus. Mit Hilfe von Impulshöhenverteilungen von nur einer Gamma-Linie lässt sich aus ihnen jeweils die Impulshöhenverteilung für eine neue Gamma-Energie K erhalten.

Die Konstruktion der Impulshöhenverteilung einer Gamma-Energie aus der von zwei Energien beschreibt man am besten an einem Beispiel: Na^{22} sendet Vernichtungsstrahlung von 0,51 MeV und Kern-Gamma-Strahlung von 1,27 MeV aus. Da beide in Koinzidenz sind, erhält man im Szintillations-Spektrometer noch eine Summenlinie von 1,78 MeV. Die Intensität der Summenlinie ist um einen Faktor 50 kleiner als die der 1,27 MeV Linie. Sie wird vernachlässigt. Dadurch begehen wir einen Fehler von etwa 2%. Um die Impulshöhenverteilung der 1,27 MeV Linie unter derjenigen der 0,51 MeV Linie (im wesentlichen herrührend vom Compton-Effekt) zu erhalten, wurde die Compton-Verteilung von Co^{60} benutzt. Dessen Energien von 1,17 und 1,33 MeV schliessen die 1,27 MeV Linie ein. Die Compton-Verteilung von Co^{60} wurde bei einem Kanal H_o oberhalb der 0,51 MeV Linie in ihrer Höhe an Na^{22} angepasst. Dann wurde für jeden Kanal $H \leq H_o$ gebildet:

$$(5.1)\quad N(0{,}51\ \text{MeV}) = N(Na^{22}) - \frac{N(Na^{22},\ \text{Kanal } H_o)}{N(Co^{60},\ \text{Kanal } H_o)} \cdot N(Co^{60})$$

So erhält man die Impulshöhenverteilung für die Energie 0,51 MeV.

In Tabelle 2 ist für jedes Eichpräparat mit 2 Gamma-Linien angegeben, mit welcher experimentellen Kenntnis die eine Linie abgezogen wurde. Zur Anpassung wurde dabei teilweise die Compton-Verteilung der höherenergetischeren Linie bis unter die Photolinie der niederenergetischeren extrapoliert. Weitere Gamma-Linien mit sehr kleiner Intensität, die sich in logarithmischer Auftragung nur sehr schwer abheben, wurden

jeweils vernachlässigt. Die Zuverlässigkeit dieser Methode zur Konstruktion der Impulshöhenverteilung einer Energie aus der von zwei Energien kann durch die Berechnung der relativen Gamma-Intensitäten geprüft werden. Wir bringen dies später, wenn einige Korrektionen beschrieben sind.

Nachdem so für 14 Gamma-Energien die Impulshöhenverteilung vorlag (dazu für 6 weitere Energien Teilkenntnisse), wurde die Impulshöhenverteilung so normiert, dass

$$(5.2) \qquad \int f(k,H) \cdot dH = 1$$

ist. Das entspricht der Definition der Ansprechfunktion von f(k,H) als Wahrscheinlichkeit, dass ein im NaJ-Kristall nachgewiesenes Gamma-Quant der Energie k einen Impuls der Höhe H erzeugt.

Die Ansprechfunktion ist jetzt für 14 Werte von k bekannt. Wir wünschen sie jedoch für die Entfaltung bei irgendwelchen anderen Energien zu kennen. Das bedeutet, dass in f(k,H) interpoliert werden muss.

In einem ersten ergebnislosen Versuch der Interpolation wurde f als Funktion von k aufgetragen mit H als Parameter, während es zunächst als Funktion von H mit k als Parameter vorliegt. Die Hoffnung war, für jedes H die Ansprechfunktion f an den gewünschten Energien k ablesen zu können. Es zeigte sich jedoch rasch, dass dies nicht möglich war. Es lagen dafür zu wenige Eichspektren vor. Für die endgültige Interpolation musste somit ein anderer Weg beschrieben werden. Insbesondere mussten weitere Kenntnisse verwendet werden. Dafür bietet sich an, dass f sowohl als Funktion von H wie von k eine glatte Kurve sein muss. Ferner stehen Kenntnisse über die Wechselwirkung von Gamma-Strahlung mit Materie und die daraus (zusammen mit Sekundäreffekten) resultierende Impulshöhenverteilung zur Verfügung.

Die endgültige Methode zur Aufstellung der Ansprechmatrix geht davon aus, der gemessenen Impulshöhenverteilung der Eichpräparate "charakteristische Grössen" zu entnehmen. Mit deren Kenntnis kann die Impulshöhenverteilung konstruiert werden. Als nächster Schritt werden die charakteristischen Grössen als Funktion der Energie aufgetragen und durch glatte Kurven verbunden. Diese werden an den gewünschten Energien abgelesen. Damit wird dann die Impulshöhenverteilung der gewünschten Energien konstruiert. Diese Methode hat sich gut bewährt.

Fig. 17 zeigt die Impulshöhenverteilung für 0,84 MeV (Mn^{54}), Fig. 18 die für 2,75 MeV (Na^{24}), wie sie tatsächlich gemessen wurde (Position "vor"). Die Eichspektren sind normiert. Die Kanalbreite entspricht 20 keV/Kanal. Die charakteristischen Grössen sind im einzelnen:

a) Photolinie
   1. Höhe der Photolinie, nachdem die Fläche normiert ist
   2. Halbwertsbreite der Photolinie
   3. Kanalnummer des Tales

b) Compton-Verteilung
   4. Kanalnummer der Compton-Kante
   5. Kanalnummer des Endpunktes der Compton-Verteilung
   6. Das Verhältnis P/V = Höhe der Photolinie/Höhe des Tales
   7. Verhältnis C/V = Höhe der Compton-Verteilung am Endpunkt/Höhe des Tales
   8. Steigung der Compton-Verteilung
   9. Kanalnummer, bis zur welcher die Compton-Verteilung gilt

c) Rückstreu-Strahlung
   10. Kanalnummer
   11. Höhe
   12. Halbwertsbreite

Für Gamma-Energien $>$ 1,02 MeV kommen weitere Effekte hinzu, da dann neben dem Photoeffekt und dem Compton-Effekt auch die

Paarbildung zum Nachweis der Gamma-Strahlung beiträgt.

d) Paarbildung mit Entweichen des einen Vernichtungsstrahlquants (die Energie ist $E_{photo} - 511$ keV)
   13. Höhe
   14. Halbwertsbreite

e) Paarbildung mit Entweichen der beiden Vernichtungsstrahlquanten (die Energie ist $E_{photo} - 2 \cdot 511$ keV)
   15. Höhe
   16. Halbwertsbreite

f) Vernichtungsstrahlung (Energie 511 keV)
   17. Höhe ihrer Photolinie
   18. Höhe ihres Compton-Tales
   19. Höhe ihrer Compton-Verteilung

Die Grössen sind nicht alle unabhängig voneinander. So können alle Halbwertsbreiten (die Grössen 2, 12, 14, 16) einer Kurve entnommen werden. In diese Kurve muss sich sogar die Halbwertsbreite der Compton-Kante (Eigenschaft 5) einordnen lassen. Die Energie der Compton-Kante (Eigenschaft 4) ist theoretisch bekannt, ebenso die Kanalnummer der Rückstreustrahlung (Eigenschaft 10). Wir haben diese Daten trotzdem aus den Eichspektren entnommen, um so die innere Richtigkeit der Methode zu überprüfen. Es bleiben 13 unabhängige charakteristische Eigenschaften übrig. Diese sind für alle 14 Energien bekannt. Einige Eigenschaften konnten weiteren Präparaten entnommen werden (An manchen Präparaten konnte wegen weiterer Linien die Normierung nicht durchgeführt werden, wodurch Verhältniswerte ermittelt werden konnten, nicht dagegen Absolutzahlen wie die Höhe der Photolinie).

Die charakteristischen Grössen wurden als Funktion der Energie aufgetragen. Es war stets möglich, glatte Kurven durch die Messwerte zu legen. Die Kurven waren für die verschiedenen

Präparatorte (vor oder hinter dem Quellenvolumen) durchaus verschieden. Es würde hier zu weit führen, alle 13 bzw. 19 Figuren zu bringen.

Nun sollen einige Bemerkungen zur Spektroskopie gemacht werden. Die Linearität der Verstärkung ist in Fig. 16 gezeigt. Das Auflösungsvermögen (=Halbwertsbreite) der Photolinie betrug bei der Cs^{137} Linie (0.66 MeV) 12,6 %, war also relativ schlecht. Der Grund dafür ist, dass unsere He^6-Quelle (und auch die Eichpräparate, die in ihrer Geometrie dem Quellenvolumen nachgebildet wurden) ziemlich ausgedehnt war. Der 5 cm lange Blei-Kollimator, ausgelegt mit Kupfer zur Vermeidung der Anregung der charakteristischen Röntgenstrahlung von Blei, vor dem 2 1/2" Ø x 2" NaJ-Kristall musste in erster Linie den recht erheblichen Nulleffekt in der Reaktorhalle abschirmen. Ferner sollte der Raumwinkel zum Quellenvolumen nicht unnötig verkleinert werden. Das Beste, was wir in dieser Situation machen konnten, war einen zylindrischen Bleikonus anstelle des für spektroskopische Zwecke besseren kegelförmigen zu verwenden. Als Folge mussten wir etwas vermehrte Streuung von den Kollimatorwänden in Kauf nehmen. Diese war unterschiedlich je nach der Art des Eichpräparates. Da wir eine kontinuierliche Impulshöhenverteilung analysieren wollen, ist ein sehr gutes Auflösungsvermögen der Apparatur nicht von entscheidender Bedeutung.

Zur Entstehung einer Impulshöhenverteilung tragen neben den Primäreffekten der Wechselwirkung von Gamma-Strahlung mit Materie Sekundäreffekte in erheblichem Masse bei. Solche sind die Absorption des Compton-gestreuten Quants und der bei der Paarbildung entstehenden Vernichtungsstrahlung. Es ist somit nicht möglich, eine Impulshöhenverteilung für eine komplizierte Versuchsanordnung theoretisch vorherzusagen. Doch können wir einige Trends in der Energieabhängigkeit der charakteristischen Parameter verstehen. So lassen sich die Unterschiede der Impulshöhenverteilungen für verschiedene

Präparatorte unschwer dadurch verstehen, dass die am Kollimator Compton-gestreute Strahlung bei weiter entfernten Präparaten kleinere Energieverluste hat, da sie mehr vorwärts gestreut ist. Dadurch werden die Grössen P/V (Nr. 6) und C/V (Nr. 7) beeinflusst.

Bei der Auswertung der Messungen waren wir sehr überrascht, dass bei Eichenergien $\geq 1{,}02$ MeV ein recht beträchtlicher Anteil von Vernichtungsstrahlung auftrat. Bei 1,84 MeV (Y^{88}) ist der Bruchteil der 0,51 MeV Strahlung etwa 23%. Er ist abhängig vom Präparatort. Die Entstehung ist ähnlich derjenigen der Rückstreustrahlung ($\approx 2{,}5\%$) bei etwa 200 keV. Die vom Präparat ausgesandte Gamma-Strahlung gelangt nicht nur in den NaJ-Kristall, sondern kann in Materie um das Präparat herum oder nach Durchdringung des Kristalls im Multiplier Compton-gestreut werden bzw. durch Paarbildung mit Materie wechselwirken. Dabei entsteht im ersten Falle insbesondere die Rückstreulinie mit einer Quantenenergie

$$(5.2)\quad h\nu' = \frac{h\nu}{1+\frac{h\nu}{m_0c^2}\cdot(1-\cos\Theta)} = \frac{h\nu}{1+2\cdot\frac{h\nu}{m_0c^2}} \quad \text{für } \Theta = 180^0 \text{ (Rückstreuung)}$$

Im Falle der Paarbildung als Wechselwirkung entsteht Vernichtungsstrahlung (0,51 MeV). Der grosse Anteil von Vernichtungsstrahlung in diesem Experiment wird durch die viele Bleiabschirmung der ganzen experimentellen Anordnung zur Unterdrückung des Nulleffekts verursacht.

Was folgt aus der Beimischung von Rückstreu- und Vernichtungsstrahlung? Auch die IB von He^6 wird diese Strahlung erzeugen, da die Bleiabschirmung im eigentlichen Experiment genau gleich ist. Wir müssen also beide Effekte bei der Aufstellung der Ansprechmatrix mitnehmen. Jedoch wird die Normierung der Ansprechfunktion beeinflusst. f(k,H) ist definiert als Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein vom Präparat auf den NaJ-Kristall treffendes Gamma-Quant einen Impuls der Höhe H erzeugt.

Die Rückstreu- und Vernichtungsstrahlung rührt aber von anderen Gamma-Quanten her. Sie dürfen deshalb zur Normierung nicht mitverwendet werden. Deshalb wurde bei allen Impulshöhenverteilungen die Compton-Verteilung unter der Vernichtungs- und Rückstreustrahlung geradlinig extrapoliert. Erst dann wurde die Fläche bestimmt und die Ansprechfunktion normiert. Um den Einfluss der unterschiedlichen Normierung studieren zu können, wurde jede Ansprechfunktion zweimal aufgestellt: einmal mit und einmal ohne Fläche der Rückstreu- und Vernichtungsstrahlung bei der Normierung.

Die Konstruktion der Ansprechmatrix erfolgte in Stufen von 0,060 MeV zwischen 0,060 und 0,900 MeV, von da bis 1,860 MeV mit der doppelten Intervallbreite, dann mit der 4-fachen. An den gewünschten Energien wurden die charakteristischen Parameter abgelesen. Die Photolinie wurde um den Kanal, der der betreffenden Gamma-Energie entspricht, als Gauss-Kurve gezeichnet. Höhe und Halbwertsbreite wurden dabei den charakteristischen Grössen entnommen. Das Tal zwischen der Photolinie und der Compton-Verteilung wurde durch eine glatte Kurve gezeichnet. Die Entweichlinien sowie die Vernichtungs- und Rückstreustrahlung wurden als Gauss-Kurven auf die Compton-Verteilung aufgesetzt. Als Wert von f(k,H) in einem Kanal wurde die Fläche in diesem Kanal unter der Impulshöhenverteilung genommen. Man erhält eine Matrix, die unterhalb der Diagonale jeweils noch 1 Element stehen hat. In und oberhalb der Diagonale treten keine Nullen auf. Man kann sagen, dass mit dieser Methode die Ansprechmatrix aus differentiellen Grössen konstruiert wurde.

Mehrere Arten von Ansprech-Matrizen wurden konstruiert:

a) Für verschiedene Orte der Eichpräparate, nämlich "vor" und "hinter" dem Quellenvolumen.

b) Für die Normierung mit oder ohne Berücksichtigung der Fläche unter der Rückstreu- und Vernichtungsstrahlung. Dazu musste an f ein Faktor angebracht werden, der für

jede Energie anders ist. Er beträgt für kleine Energien (wo nur die Rückstreuung vorliegt) ungefähr 1,025 für Stellung "vor" und ungefähr 1,015 für Stellung "hinter". Bei grösseren Energien (mit Vernichtungsstrahlung) ist er stark energieabhängig und beträgt bis zu 1,23.

c) Für Anfang und Ende eines Intervalls. Das erläutern wir an einem Beispiel: Kanal 3 der IB entspricht einer Energie zwischen 120 und 180 keV. Zur Entfaltung wird die Ansprechmatrix einmal bei 120 keV und einmal bei 180 keV genommen. Die ursprüngliche Konstruktion wurde für das Ende des Intervalls vorgenommen. Die Matrix für den Beginn des Intervalls erhält man dann, wenn alle Spalten um einen Platz nach rechts verschoben werden (wodurch die letzte rechte Spalte wegfällt) und links eine Spalte für die Energie 0 hinzugefügt wird. Dadurch erhält man eine Dreieckmatrix.

Die Genauigkeit der Elemente dieser Matrizen ist zunächst durch den statistischen Fehler bei der Messung der Eichspektren bestimmt. Er betrug in allen Fällen $\lesssim$ 1%/Kanal. Er pflanzt sich fort in den Fehler der charakteristischen Grössen. Dabei wirkt sich jedoch wesentlich aus, dass bei der Auswertung verschiedentlich Linien mit schwacher Intensität ($\lesssim$ 2%) vernachlässigt wurden. Der Fehler in den charakteristischen Grössen wird daher im allgemeinen etwa 2% sein. Bei der Konstruktion der Ansprechmatrix haben wir als Fehlerquelle neben dem Fehler in den charakteristischen Grössen noch die Annahmen über die Funktion, die f(k,H) (zumindest abschnittweise) beschreibt. Die Photolinie selbst z.B. ist eine Gauss-Kurve, aber wir haben von der Linie abgesehen, die neben der Photolinie auftritt, wenn die charakteristische Röntgenstrahlung von Jod aus dem NaJ-Kristall entweicht. Dieser Effekt führt zu einer Verbreiterung der Photolinie nach niedrigeren Kanal-Nummern hin. Der Kurvenverlauf im Tal wird dadurch beeinflusst. Durch diese und ähnliche Effekte wird es unmöglich, durch Fehlerfortpflanzung zu einer quantitativen Angabe des

Fehlers der einzelnen Elemente der Ansprechmatrix zu kommen.

Als Test für die Genauigkeit der Ansprechmatrix und des Verfahrens zu ihrer Aufstellung können folgende Erfahrungen dienen:

1. Die charakteristischen Parameter waren aus normierten Impulshöhenverteilungen der Eichspektren entnommen worden. Wir können nachsehen, ob die Normierung bei den konstruierten Impulshöhenverteilungen stimmt. Es zeigt sich, dass für alle Energien und alle Arten von Ansprechmatrizen die Normierung auf 3% genau war.

2. Wie bereits erwähnt, kann die Zuverlässigkeit der Behandlung der Impulshöhenverteilungen mit 2 Gamma-Linien aus den ermittelten relativen Gamma-Häufigkeiten erhalten werden. Es ist

$$(5.3) \qquad \frac{\text{Zahl } \gamma_1}{\text{Zahl } \gamma_2} = \frac{N_1}{N_2} \cdot \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$$

Dabei ist N_i die über alle Kanäle aufsummierte Zählrate der Impulshöhenverteilung für die Gamma-Energie i. Es zeigt sich, dass die Normierung ohne Rückstreu- und Vernichtungsstrahlung verwendet werden muss. ε_i sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten, abhängig von der Energie der Strahlung. Wir finden:

Präparat	E_1/E_2 (in MeV)	relative Intensität Literatur [42]	relative Intensität unser Ergebnis
Na^{24}	1,37/2,75	1,00	1,01
Sc^{46}	0,90/1,12	1,00	1,01
Y^{88}	0,90/1,83	0,92	0,94

Die Präparate Na^{22} und Zn^{65}, die Vernichtungsstrahlung nach vorheriger Positronen-Emission aussenden, können nicht verwendet werden, da bei unserer Präparatform die Positronen nicht alle im Präparat vernichtet werden. Wir finden somit für die Zweilinien-Präparate eine Genauigkeit von 1-2%.

3. Wir konstruieren die Impulshöhenverteilung für ein Linienspektrum aus den charakteristischen Parametern und bestimmen die relative Gamma-Intensität. Dazu beginnt man bei der Linie mit der höchsten Energie. Die Höhe der Linien wird angepasst. Wir haben diesen Test für Sc^{46} (Stellung hinter dem Quellenvolumen) durchgeführt. Die charakteristischen Parameter wurden dazu aus den glatten Kurven ihrer Energieabhängigkeit entnommen. Wir finden:

   $\gamma(0,90)/\gamma(1,12) = 1,005$ statt dem Literaturwert 1,000 [42]

   Dieses Verfahren wird in einem anderen Zusammenhang weiter ausgebaut werden.

Zusammenfassend lässt sich über die Genauigkeit somit sagen, dass der gesamte Fehler für die einzelnen Elemente der Ansprechmatrix nicht grösser als 2-3% sein wird. Dieser Fehler setzt sich aus dem statistischen Fehler der Eichspektren und der Vernachlässigung schwacher Linien zusammen. Aus den drei Testverfahren können wir schliessen, dass unsere Methode zur Konstruktion der Ansprechfunktion keinen Fehler mit sich bringt, der wesentlich grösser ist als der angegebene Fehler.

Neben den oben beschriebenen "korrekten" Ansprechmatrizen wurden noch "angeglättete" Ansprechmatrizen aufgestellt. Diese können aus wenigen Parametern analytisch berechnet werden. Dadurch ist es möglich, die Matrizen numerisch etwas zu ändern und dadurch eine Abschätzung der Genauigkeit zu bekommen. Ferner sind die Matrizen dann automatisch geglättet. Folgende zwei Näherungen für die Ansprechfunktion wurden gemacht:

a) Die gesamte Intensität der Photolinie ist im Kanal $H_0 \hat{=} k$. Die Compton-Verteilung ist ein Rechteck vom Kanal 1 bis zum Kanal $(H_0 - 1)$. Die Intensität der Photolinie wird als Fläche unter der Photolinie gewonnen. Man normiert sie auf die gesamte Fläche. Die Bezeichnung ist dann P/T (=peak/total). Diese Grösse ist energieabhängig. Sie ist charakteristisch für die Spektroskopie. Fig. 19 zeigt unsere Ergebnisse dazu. Analytisch kann diese Ansprechfunktion so

geschrieben werden:

$$(5.4)\quad f(k,H) = P/T(k) \qquad \text{für } H = H_0 \triangleq k$$
$$= \frac{1-P/T(k)}{H_0-1} \qquad \text{für } H < H_0$$
$$= 0 \qquad \text{für } H > H_0$$

Die Bedingung der Normierung ist erfüllt.

b) Eine Abänderung der Funktion ist, die Compton-Verteilung nicht bis zur Photolinie (Kanal H_0) reichen zu lassen, sondern nur bis zur Compton-Kante (Kanal H_c, er kann gewonnen werden durch $H_c \triangleq h\nu - h\nu'$, wobei $h\nu'$ durch Gleichung (5.2) gegeben ist). Dadurch wird das Tal zwischen Compton-Verteilung und Photolinie angenähert. Analytisch kann man diese Ansprechmatrix so darstellen

$$(5.5)\quad f(k,H) = 0 \qquad \text{für } H > H_0$$
$$= P/T(k) \qquad \text{für } H = H_0$$
$$= 0 \qquad \text{für } H_c < h < H_0$$
$$= \frac{1-P/T(k)}{H_c} \qquad \text{für } H \leq H_c$$

Beide Näherungen benutzen nur einen energieabhängigen Parameter, nämlich $P/T(k)$. Natürlich kann man mit mehr Parametern eine realistischere Ansprechfunktion erhalten. Dadurch ist jedoch die korrekte Ansprechmatrix nicht gewonnen und die Handlichkeit der angenäherten Matrizen geht verloren. In beiden Fällen wird die Breite der Photolinie nicht berücksichtigt. Unsere angenäherten Ansprechmatrizen sind Dreiecksmatrizen, deren Diagonalelement überwiegt.

Es sollen noch die Gründe dargelegt werden, die zur Wahl der Intervallbreite 60 keV/Kanal geführt haben. Im Prinzip möchte man natürlich soviele Kanäle wie möglich verwenden, da dann die Energieabhängigkeit immer differentieller gemessen wird. Dem steht entgegen, dass jeder Kanal eine gute statistische Genauigkeit haben soll. Ferner ist die Zahl der Intervalle durch die Rechenmaschine begrenzt, mit der man die Entfaltung durchzuführ-

ren hat. Eine weitere Beschränkung ist die Zahl der Eichpräparate, die man zum Aufstellen der Ansprechmatrix verwendet hat. Interpoliert man an wesentlich mehr Energien, als Messwerte für die charakteristischen Parameter vorliegen, so täuscht man eine nichtvorhandene Genauigkeit vor. Diese Argumente haben uns veranlasst, von einer ursprünglichen Kanalbreite von 20 keV/Kanal (die zur Erkennung einer eventuellen Verunreinigung mit einem Linienspektrum nötig war) durch Zusammenfassung von je 3 aufeinanderfolgenden Kanälen zur Breite 60 keV/Kanal überzugehen (wie in Kapitel 4 beschrieben). Weiter erschien es vorteilhaft, bei Energien $\geq$0,900 MeV nochmals je 2 Kanäle zu kombinieren und oberhalb 1,860 MeV wieder (so dass hier eine Kanalbreite von 240 keV/Kanal erreicht wurde). Dadurch erhielten wir eine Ansprechmatrix der Grösse 30 x 30. Nur durch diese Kombination ist es erreicht worden, dass die Matrix oberhalb der Hauptdiagonale nur noch je ein Element stehen hat, was die Entfaltung erleichtert. Die Verwendung ungleicher Intervall-Längen macht besondere Überlegungen nötig (siehe Kapitel 6).

Nach Kapitel 2 sind als Korrektionen nur noch die Nachweiswahrscheinlichkeit $\varepsilon(k)$ des NaJ-Kristalls sowie die IB-Absorption in Luft und Kristallfassung anzubringen. In der Matrizenschreibweise sind das Diagonalmatrizen. Man kann sie an der Impulshöhenverteilung, an der Energieverteilung nach der Entfaltung oder an der Ansprechmatrix anbringen. Die Formeln für beide Korrektionen sind in den Gleichungen (2.1) und (2.2) angegeben. Numerische Werte wurden [42] entnommen. Von Bedeu- ist nur die Korrektion für die Nachweiswahrscheinlichkeit des NaJ-Kristalls. Die Ergebnisse sind in Fig. 20 dargestellt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit im NaJ-Kristall kann durch schrägen Einfall und durch Compton-Streuung am Bleikollimator beeinflusst werden. Der Arbeit [28c] entnehmen wir, dass diese Einflüsse klein sind.

6. Die Entfaltung der Impulshöhenverteilung der IB

In Kapitel 2 ist beschrieben worden, wie aus einer Gamma-Strahlung mit einem Energie-Spektrum S(k) in einem Szintillations-Spektrometer eine Impulshöhenverteilung N(H) wird. Der Zusammenhang zwischen beiden wird durch eine Integralgleichung mit der Ansprechfunktion f(k,H) als Kern vermittelt. Diese lässt sich nicht direkt lösen, sie muss in ein System von linearen Gleichungen verwandelt werden. In diesem Kapitel wird die Lösungsmethode beschrieben.

Eine Veranschaulichung dessen, was bei der Entfaltung geschieht, gibt uns ein Gefühl dafür, in welcher Richtung die Resultate liegen werden. Für den Kanal $H_0 \triangleq k$ wird $S(k) \approx N(H_0)/f(k,H_0)$, in den anderen Kanälen mit $H < H_0$ wird $N(H) - N(H_0) \cdot f(k,H)$ gebildet. Wegen der starken Intensitätsabnahme mit wachsender Kanalnummer ist das zu vernachlässigen. Diese Veranschaulichung wird umso besser sein, je mehr die Diagonalelemente der Matrix überwiegen. Da f(k,H) mit wachsendem k abnimmt, wird die Entfaltung sich insbesondere bei grösseren Energien bemerkbar machen. In erster Näherung wird gelten:

$$(6.1) \quad S(k) \approx N(H_0)/f(k,H_0)$$

Als IB-Impulshöhenverteilung wurden die Werte der glatten Kurve in Fig. 15 verwendet. Diese Kurve war aus der vollständigen Summe aller Messungen nach Korrektion auf die Ne^{23} Verunreinigung gewonnen worden. Die Spektren einer Art sind bei Kanal 3 auf 1 normiert worden, dann wurde für jeden Kanal nach $Z \longrightarrow 0$ für den ß-Absorber extrapoliert. Oberhalb Kanal 35 ($\triangleq$ 2,10 MeV) wurde die gemessene Impulshöhenverteilung im logarithmischen Massstab linear extrapoliert. Dies erfolgte dreimal, jeweils mit verschiedener Steigung. Alle 3 Fälle wurden entfaltet. Erste Versuche zeigten, dass es wenig Sinn hat, die Messwerte selbst anstelle der Werte aus

der glatten Kurve zur Entfaltung zu verwenden. Bei der Rechnung treten wegen der Streuung der Messdaten auf Grund der statistischen Fehler dann Oszillationen auf.

Die verwendeten Ansprechmatrizen sind:

a) Korrekte Matrizen

1. "vor", Normierung mit Rückstreulinie, am Intervallende
2. " " " " " Intervallanfang
3. " " ohne " " Intervallende
4. " " " " " Intervallanfang
5. "hinter", " mit " " Intervallende
6. " " " " " Intervallanfang
7. " " ohne " " Intervallende
8. " " " " " Intervallanfang

b) Angenäherte Matrizen

1. Fall a) von Kapitel 5, Pos. "vor", P/T wie beschrieben
2. " , Pos. "hinter", "
3. " , Pos. "vor", N_o/T
4. " , Pos. "hinter", "

In den Fällen 3) und 4) wird für P/T nicht die Fläche unter der Photolinie genommen, sondern N_o/T = Verhältnis der Zählrate N_o im Kanal H_o zur gesamten Zählrate. Das ist sicher eine Überschätzung der Entfaltung, da der Einfluss der Breite der Photolinie ausser acht gelassen wird.

Fälle 5) usw. wie Fälle 1) - 4), jedoch wird f(k,H) mit Formel (5.5) beschrieben.

Wir müssen noch besprechen, welchen Einfluss die ungleiche Kanalbreite der Impulshöhenverteilung hat. Die (neue) Kanalbreite von 60 keV/Kanal war noch einheitlich für alle Kanäle. Mit ihr erhält man ein 60 x 60 Gleichungssystem. Dieses wird durch Kombination von je 2 bzw. 4 Werten von N(H) und entsprechend auch 2 bzw. 4 Werten von S(k) bei höheren Kanal-

nummern zu einem 30 x 30 Gleichungssystem zusammengefasst. Dabei müssen die Elemente der reduzierten Ansprechmatrix verändert werden. Man erhält das Ergebnis, wenn man die Gleichungen wie gewünscht aufaddiert und auch die entsprechenden Zusammenfassungen bei den gesuchten S(k) macht. Wir setzen:

$$N'(\text{Kanal } 16') = \frac{1}{2} \cdot \left[N(\text{Kanal } 16) + N(\text{Kanal } 17) \right]$$

usw. Ähnlich erfolgt die Kombination von 4 Kanälen. Weiter müssen wir annehmen

$$S(0{,}96 \text{ MeV}) = S(1{,}02 \text{ MeV}) = S'(1{,}02 \text{ MeV})$$

usw. Der Strich bezeichnet Grössen des 30 x 30 Gleichungssystems. Die Ansprechmatrix wurde nur an Werten der kombinierten Energien bestimmt, dann aber auch für die kombinierten Kanäle der Impulshöhenverteilung. Berücksichtigt man all dies, so findet man, dass die Matrix, die man durch Aufschreiben und Zusammenstellen der Werte von f(k,H) erhält, folgendermassen verändert werden muss:

H \ k	0,06 ... 0,90	1,02 ... 1,86	2,10 ... 3,54
1 . 15	OK	x 2	x 4
16/17 . 30/31	x 1/2	OK	x 2
32/35 . 55/59	x 1/4	x 1/2	OK

OK bedeutet dabei, dass die Elemente nicht verändert werden müssen.

Drei verschiedene mathematische Lösungsmethoden stehen zur Verfügung:

1) Man löse das Gleichungssystem direkt so, wie es vorliegt. Dieses Verfahren ist nur in Sonderfällen erfolgreich. Der

Grund ist, dass alle Elemente der Matrix mit einem statistischen Fehler (in unserem Falle etwa 3%) behaftet sind. Bei der Hauptachsentransformation der Matrix sind viele Rechenschritte zu machen, wodurch der Fehler durch Fehlerfortpflanzung sehr gross werden kann. Die beiden weiter unten angegebenen Methoden berücksichtigen den statistischen Fehler zum vornherein. Trotz dieses prinzipiellen Einwandes gegen diese Methode haben wir versucht, unser Gleichungssystem auf diese Art und Weise zu lösen. Wir haben wie auch andere Autoren, z.B. [45], teilweise oszillierende Lösungen erhalten. In welchen Fällen war diese Methode erfolgreich? In all den Fällen, bei denen die Elemente der Hauptachse die anderen Elemente überwiegen. Dies war bei allen Dreiecksmatrizen der Fall, nicht dagegen bei den Matrizen, die noch ein Element unter der Hauptachse stehen haben. In unserem speziellen Fall war dies bei den korrekten Matrizen, die am Intervallanfang genommen sind, sowie bei den angenäherten Matrizen erforderlich. Bei diesen Lösungen traten bei grossen Energien immer noch kleine Oszillationen auf, die jedoch nicht zu negativen Zahlen geführt haben.

2) Die Lösung unter Benutzung einer Ausgleichung nach kleinsten Quadraten erscheint sinnvoll, da diese Methode immer dann mit Erfolg angewandt wird, wenn die Messpunkte auf Grund der Statistik streuen. Man muss dabei auf etwas Information verzichten, gewinnt dadurch aber glatte Kurven. Diese Methode ist *:

Das zu lösende Gleichungssystem ist

$$(2.4) \quad f_0 \cdot S_0 = N$$

Statt der quadratischen Matrix f_0 verwenden wir eine recht-

*Die Idee zu dieser Methode stammt von Herrn Dr. Huding vom Rechenzentrum der Firma Siemens-Schuckert-Werke, Erlangen. Wir sind ihm zu grossem Dank verpflichtet.

eckige Matrix f_1, der einige Spalten fehlen (in der Praxis bei grossen Energien). Entsprechend suchten wir einen verkürzten Vektor S_1. Es ist

$$(6.2) \quad f_1 S_1 \approx N$$

Nun verlangen wir

$$(6.3) \quad |f_1 S_1 - N|^2 = \text{Min}$$

oder

$$S_1' f_1' f_1 S_1 - S_1' f_1' N - N' f_1 S_1 + N' N = \text{Min}$$

Das Zeichen ' bezeichnet dabei die transponierte Matrix. Differenzieren nach S_1 liefert:

$$(6.4) \quad f_1' f_1 S_1 = f_1' N$$

Durch dieses Verfahren werden die statistischen Schwankungen in der Ansprechmatrix geglättet. Die Lösung des reduzierten Gleichungssystems (6.4) erfolgt auf gängigem Weg. Diese Methode hat bei früheren Messungen der IB von Y^{90} [28] gut funktioniert. Bei den vorliegenden Messungen an He^6 hat sie nur dann nichtoszillierende Lösungen geliefert, wenn auch die direkte Methode erfolgreich war.

3) Aus physikalischen Gründen erscheint auch die Lösung durch Iteration sinnvoll. Zu jedem Energiespektrum gibt es eine Impulshöhenverteilung, aber umgekehrt gibt es nicht zu jedem N(H) eine physikalisch sinnvolle Lösung S(k). Die Iteration wird so lange durchgeführt, bis die Abweichungen von der Grössenordnung der statistischen Fehler sind. Eine ausführliche Beschreibung dieser Methode findet sich in [46]. Wir haben von ihr keinen Gebrauch gemacht, da wir auch mit den anderen Methoden eine Lösung unseres Problems erreicht haben.

Im folgenden soll der Einfluss der verschiedenen Näherungen auf die Ergebnisse der Energieverteilung von S(k) besprochen

werden. Das ergibt gleichzeitig die Genauigkeit der Resultate. Die endgültige Genauigkeit ist nämlich nicht durch den statistischen Fehler der Impulshöhenverteilung bestimmt, auch nicht nur durch den Fehler bei der Lösung des Gleichungssystems, wobei noch die statistische Unsicherheit der Elemente der Ansprechmatrix eingeht. An diesem Punkt soll man sich nochmals klar machen, dass wir die Ansprechmatrix für die beim He^6-Experiment tatsächlich verwendete Geometrie nicht kennen, sondern nur zwei Näherungen, die den tatsächlichen Fall einschliessen. Ferner wird bei diesem Experiment mit He^6 ein ungewöhnlich grosser Energiebereich (0... 3,50 MeV) überstrichen. Das bedeutet, dass die einzelnen Intervalle sehr gross waren, so dass die Ansprechfunktion darin nicht mit sehr guter Näherung als konstant angesehen werden kann. Man grenzt auch hier wieder den wirklichen Fall dadurch ein, dass man die Matrix an verschiedenen Stellen des Intervalls nimmt.

Wir beginnen mit dem Einfluss der verschiedenen Annahmen über die Extrapolation der IB-Impulshöhenverteilung (Fig. 15) bei Energien über 2,10 MeV. Dort war über dem Nulleffekt kein messbarer Effekt mehr feststellbar (nachdem die gemessene Impulshöhenverteilung zwischen 0... 2,1 MeV um über 4 Zehnerpotenzen abgefallen war). Für alle Matrizen wurde mit allen 3 Annahmen für die IB gerechnet. Fig. 21 zeigt den Vergleich der verschiedenen Ergebnisse. Man erkennt, dass die Näherung b die geringsten Oszillationen liefert. Bei Verwendung einer anderen Ansprechmatrix treten im Fall c sogar Oszillationen mit negativen Resultaten auf. Da wir von einer glatten Impulshöhenverteilung ausgegangen sind, muss auch die Energieverteilung glatt sein. Ferner müssen wir bedenken, dass jedes Energiespektrum eine Impulshöhenverteilung zu Folge hat, dass aber der umgekehrte Vorgang nicht unbedingt zu physikalisch sinnvollen Resultaten führen muss. Er wird dann zu solchen Oszillationen führen. Aus diesem Grund werden wir weiterhin die Extrapolation b für die IB verwenden. Der Einfluss ist im ganzen Teil des Spektrums, in dem Messpunkte vorliegen, kleiner als der statistische Fehler der Messpunkte oder höchstens gleich. Zu diesem Ergebnis wurde die glatte Kurve durch die

Messwerte (Fig. 15) verwendet. Rechnet man mit den Messwerten selbst, so treten sehr viel stärkere Oszillationen auf, die oft negative S(k) liefern. Man kann jetzt vermuten, dass die Oszillationen zum grossen Teil von den Fehlern in N(H) herrühren.

Zum Einfluss der verschiedenen Näherungen der Ansprechmatrix ist zu sagen:

a) Näherung für verschiedene Stellen des Intervalls: Wenn wir die Matrix am Intervallende nehmen, erhalten wir nie physikalisch sinnvolle Lösungen, auch nicht mit der Lösungsmethode der Ausgleichung nach kleinsten Quadraten. Eine Rechnung mit dieser Matrix würde eine Überschätzung des Einflusses der Entfaltung der Impulshöhenverteilung liefern, während die Matrix für den Anfang eines Intervalls eine Unterschätzung gibt. Da jedoch die Intensität der IB mit wachsender Energie stark abnimmt, wird die Matrix für den Intervallanfang viel realistischer sein als die am Intervallende. Wir vermuten, dass dies der physikalische Grund für das Ergebnis ist. Eine bessere Näherung für die Matrix könnte man eventuell erhalten, wenn man ein gewogenes Mittel aus den Matrizen für Intervall-Anfang und -Ende nimmt.

b) Näherung für verschiedene Stellungen der Eichpräparate: Fig. 22 zeigt das (unkorrigierte) Energiespektrum für die Matrizen, die aus den Eichspektren in Position "vor" und "hinter" dem Quellenvolumen aufgestellt wurden. Das Ergebnis mit einer Ansprechmatrix für eine realistische Geometrie muss zwischen diesen Ergebnissen liegen. Man könnte sie als gewogenes Mittel beider Matrizen erhalten. Jedoch wird die Matrix "vor" dabei überwiegen, da wegen des grösseren Raumwinkels mehr Strahlung vom Ort "vor" als vom Ort "hinter" den Zähler erreichen wird. Die Oszillationen sind bei der Matrix "hinter" etwas kleiner bei kleinen Energien und etwas grösser bei grossen Energien als bei der Matrix "vor". Man erkennt, dass der Einfluss dieser Näherung kleiner ist

als der statistische Fehler in N(H). Dieser Einfluss wurde insbesondere auch mit den angenäherten Matrizen studiert. Das Ergebnis ist dasselbe.

c) Verwendung verschiedener Normierungen der Impulshöhenverteilungen der Eichpräparate. Wie nach Gleichung (6.1) zu erwarten ist, erniedrigen sich die Werte von S(k) gerade um den Faktor, um den f(k,H) vergrössert wird, wenn zur Normierung die Rückstreu- und Vernichtungsstrahlung weggelassen wird. Bis etwa 1,3 MeV bedeutet dies für alle Energien eine Erniedrigung von S(k) um etwa 3%, bei grösseren Energien bis zu 20%.

Zur Sicherung der Richtigkeit der Ergebnisse der Rechenmaschine können folgende Erfahrungen herangezogen werden:

a) Einige Fälle wurden unabhängig voneinander auf zwei Rechenmaschinen gerechnet (IBM 1604 in Oak Ridge und ZUSE Z22 in Erlangen). Die Ergebnisse stimmen überein.

b) Die Ergebnisse der direkten Lösungsmethode und derjenigen durch Ausgleichung nach kleinsten Quadraten stimmen überein.

c) Wegen der Gültigkeit von Gleichung (6.1), die den Trend der verschiedenen Näherungen immer richtig wiedergibt, sollte die Benutzung der angenäherten Matrizen schon brauchbare Ergebnisse liefern. Da diese Ansprechmatrizen analytisch berechnet werden, ist die Matrix geglättet und man erhält folglich auch viel glattere Resultate. Fig. 23 zeigt den Vergleich von (unkorrigierten) Energiespektren S(k), die mit der korrekten Matrix und mit der angenäherten Matrix berechnet wurden.

Als endgültiges Resultat für die Form des Spektrums der IB von He^6 nehmen wir die Werte der glatten Kurve durch die verschiedenen Messresultate in Fig. 23. Der Fehler ist zunächst gegeben durch den statistischen Fehler von N(H). Die Fehler bei der Entfaltung sind exakt schlecht zu fassen, ebenso die durch die verschiedenen Näherungen entstandenen Fehler. Wir erhalten eine Abschätzung für sie, wenn wir die Unterschiede der verschiedenen, oben durchgeführten Vergleiche betrachten. Das führt zu einer Verdoppelung des statistischen Fehlers.

7. Die Ausbeute an Innerer Bremsstrahlung

Die Ausbeute an IB ist definiert als das Verhältnis der Zahl der IB-Quanten zur Zahl der Elektronen des ß-Zerfalls. Da die Zahl der IB-Quanten bei kleinen Energien divergiert, muss eine untere Grenze der Quantenenergie angegeben werden. Diese Definition der Wahrscheinlichkeit unseres Prozesses wird vom Experiment und von der Theorie nahegelegt. Die Theorie berechnet den ß-Zerfall und die IB-Emission in derselben Näherung (für das Coulomb-Feld) in der Hoffnung, dass die individuellen Fehler sich im Quotienten teilweise herausheben.

Die experimentelle Idee für die Messung der Ausbeute an IB ist: Für ein gegebenes Quellenvolumen von He^6 messen wir sowohl die Zahl der IB-Quanten (oberhalb einer gewissen unteren Grenzenergie) als auch die Zahl der ß-Teilchen in den betreffenden Zählern. Eine Koinzidenz zwischen den beiden Zählern ist dabei nicht nötig. Es ist

$$(7.1)\quad N_\gamma(\mathrm{IB},\ He^6) = N_{He} \cdot w \cdot \Omega_\gamma \cdot \varepsilon_\gamma$$

$$(7.2)\quad N_\beta\ (\beta,\ He^6) = N_{He} \cdot \Omega_\beta \cdot \varepsilon_\beta$$

N : Zählrate, der untere Index bezeichnet den betreffenden Zähler

N_{He} : Aktivität der He^6-Quelle

w : Ausbeute an IB bei He^6; hängt von der unteren Grenze k der Quantenenergie ab

$\Omega_\gamma,\ \Omega_\beta$: Raumwinkel des Gamma- bzw. ß-Zählers, gemessen vom Quellenvolumen aus

ε_γ : Nachweiswahrscheinlichkeit des Gamma-Zählers, abhängig von der Quantenenergie der Gamma-Strahlung

ε_β : Nachweiswahrscheinlichkeit des ß-Zählers

Wir wollen die Grösse w kennenlernen :

$$(7.3)\quad w = \frac{N_\gamma(\mathrm{IB},\ He^6)}{N_\beta\ (\beta,\ He^6)} \cdot \frac{\Omega_\beta}{\Omega_\gamma} \cdot \frac{\varepsilon_\beta}{\varepsilon_\gamma}$$

Die Grössen N werden gemessen, die Nachweiswahrscheinlichkeiten ε werden den Tabellen [43] entnommen. Das unbekannte Verhältnis der Raumwinkel wird dadurch gemessen, dass die He^6-Aktivität im Quellenvolumen durch ein anderes Gas ersetzt wird, in unserem Fall durch Ne^{23}. Bei dessen Messung haben wir genau dieselben Raumwinkel wie bei der Messung von He^6. Ne^{23} emittiert hochenergetische ß-Teilchen und in b = 32% aller Zerfälle ein Gamma-Quant von 0,44 MeV [42]. Man erhält:

$$(7.4)\quad N_\gamma(\gamma,Ne^{23}) = N_{Ne} \cdot b \cdot \Omega_\gamma \cdot \varepsilon_\gamma$$

$$(7.5)\quad N_\beta(\beta,Ne^{23}) = N_{Ne} \cdot \Omega_\beta \cdot \varepsilon_\beta$$

Beide Gleichungen zusammen ergeben:

$$(7.6)\quad \frac{\Omega_\beta}{\Omega_\gamma} = \frac{N_\beta(\beta,Ne^{23})}{N_\gamma(\gamma,Ne^{23})} \cdot \frac{\varepsilon_\gamma}{\varepsilon_\beta} \cdot b$$

Die Grössen rechts werden gemessen oder wieder aus Tabellen entnommen. Wir messen damit das Verhältnis der Raumwinkel.

Bei der tatsächlichen Diskussion des Experiments muss eine Reihe von störenden Effekten betrachtet werden. Für die tatsächlich gemessenen Zählraten kann man schreiben:

$$(7.7)\quad N_\gamma(He^6)-R_\gamma(He^6) = N_{He}\cdot w\cdot\Omega_\gamma\cdot\varepsilon_\gamma\cdot A_\gamma+N_\gamma(\beta,He^6)+C_\gamma(He^6)+ +\ddot{A}B_{vor}+(\ddot{A}B_{hinter}+IB_{str})$$

$$(7.8)\quad N_\beta(He^6)-R_\beta(He^6) = N_{He}\cdot\Omega_\beta\cdot\varepsilon_\beta\cdot A_\beta\cdot N_\beta(\gamma,He^6)+C_\beta(He^6)+\beta_{str}$$

$$(7.9)\quad N_\gamma(Ne^{23})-R_\gamma(Ne^{23}) = N_{Ne}\cdot b\cdot\Omega_\gamma\cdot\varepsilon_\gamma\cdot A_\gamma+N_\gamma(\beta,Ne^{23})+C_\gamma(Ne^{23})+ +\ddot{A}B_{vor}+(IB+\gamma b)+(\ddot{A}B_{hinter}+\gamma_{str})$$

$$(7.10)\quad N_\beta(Ne^{23})-R_\beta(Ne^{23}) = N_{Ne}\cdot\Omega_\beta\cdot\varepsilon_\beta\cdot A_\beta+N_\beta(\gamma,Ne^{23})+C_\beta(Ne^{23})+\beta_{str}$$

Erklärungen:

$N_\gamma(x)$, $N_\beta(x)$: Tatsächliche Zählraten im Gamma- bzw. ß-Zähler, wobei sich die Aktivität x = He^6 oder Ne^{23} im Quellenvolumen befindet. Es handelt sich um integrale Zählraten oberhalb einer

unteren Grenzspannung. Die Extrapolation nach der unteren Grenzspannung 0 bringt einen Faktor $f_\gamma(x)$ bzw. $f_\beta(x)$

$R_\gamma(x), R_\beta(x)$: Nulleffekt zu $N_\gamma(x)$ bzw. $N_\beta(x)$

N_x : Aktivität der Quelle. x steht für He^6 bzw. Ne^{23}

$w(k)$: Ausbeute an IB für He^6, abhängig von der unteren Grenze k der Quantenenergie

b : Ausbeute an 0.44 MeV Gamma-Strahlung beim Zerfall von Ne^{23} [42]

$\Omega_\gamma, \Omega_\beta$: Raumwinkel des Gamma- bzw. ß-Zählers, gemessen vom Quellenvolumen aus. Diese sind unabhängig von der Aktivität x

$\varepsilon_\gamma(k)$: Nachweiswahrscheinlichkeit des Gamma-Zählers, abhängig von der Quantenenergie k. Dadurch ist diese Grösse verschieden für He^6 und Ne^{23}

ε_β : Nachweiswahrscheinlichkeit des ß-Zählers

$A_\gamma(x), A_\beta(x)$: Absorption der Strahlung auf dem Weg zu den Zählern.

$N_\gamma(\beta, x)$: Zählung von ß-Teilchen im Gamma-Zähler

$N_\beta(\gamma, x)$: Zählung von Gamma-Teilchen im ß-Zähler

$C_\gamma(x)$, $C_\beta(x)$: Zählungen von Störaktivitäten im Quellenvolumen

$\beta_{str}(x)$: Zählung von ß-Teilchen, die von der Materie in der Nähe des Quellenvolumens in den ß-Zähler gestreut werden. Diese Grösse kann von x abhängen, weil He^6 und Ne^{23} verschiedene ß-Endpunktenergien haben

$ÄB_{vor}$: Produktion von ÄB im ß-Absorber vor dem Gamma-Zähler

$ÄB_{hinter}$: Produktion von ÄB im ß-Zähler und anderen Materialien hinter dem Quellenvolumen

IB_{str}, γ_{str} : Gamma-Strahlung, die den Gamma-Zähler nach einem Streuprozess (hauptsächlich vom ß-Zähler) erreicht

$IB(Ne^{23})+\gamma_b(Ne^{23})$: Andere Gamma-Strahlungen von Ne^{23} als die 0.44 MeV-Linie

Aus den Gleichungen (7.7) bis (7.10) erhält man :

$$(7.11)\quad w = \frac{\Omega_\beta}{\Omega_\gamma}\cdot\left(\frac{\varepsilon_\beta A_\beta}{\varepsilon_\gamma A_\gamma}\right)^{He^6}\cdot\left(\frac{N_\gamma - R_\gamma}{N_\beta - R_\beta}\right)^{He^6}\cdot\frac{\left(1-\frac{ÄB_{vor}}{N_\gamma - R_\gamma}\right)\cdot\left(1-\frac{ÄB_{hinter}+\gamma_{str}}{N_\gamma - R_\gamma}\right)}{\left(1-\frac{N_\beta(\gamma,He^6)}{N_\beta - R_\beta}\right)\cdot\left(1-\frac{\beta_{str}}{N_\beta - R_\beta}\right)}$$

$$(7.12)\quad \frac{\Omega_\beta}{\Omega_\gamma} = \left(\frac{b\varepsilon_\gamma A_\gamma}{\varepsilon_\beta A_\beta}\right)^{Ne^{23}}\cdot\left(\frac{N_\beta - R_\beta - N_\beta(\gamma)}{N_\gamma - R_\gamma}\right)^{Ne^{23}}\cdot\frac{\left(1-\frac{\beta_{str}}{N_\beta - R_\beta - N_\beta(\gamma)}\right)}{\left(1-\frac{ÄB_{vor}+IB+\gamma_b}{N_\gamma - R_\gamma}\right)\cdot\left(1-\frac{ÄB_{hin}+\gamma_{st}}{N_\gamma - R_\gamma}\right.}$$

Dabei sind schon einige kleine Grössen (wie gezeigt werden wird) wegen der Übersichtlichkeit weggelassen worden. Ausserdem wurden einige Entwicklungen gemacht, um die Grössen in die Form zu bringen, wie sie tatsächlich gemessen werden. Wenn man $\Omega_\beta/\Omega_\gamma$ in den Ausdruck für w einsetzt (was hier zu Gunsten der Übersichtlichkeit unterlassen wurde), sieht man, dass nahezu alle Korrektionen zweimal auftreten, einmal für He^6 und einmal für Ne^{23}, d.h. die endgültige Korrektion ist nur das Verhältnis zweier ähnlicher Korrektionsfaktoren. Diese Eigentümlichkeit der Messungen macht die experimentelle Methode recht zuverlässig. Unterschiede in den Korrektionen für He^6 und Ne^{23} können zwei Ursachen haben: a) den Unterschied in den Energien der Strahlungen von He^6 und von Ne^{23}, und b) die Tatsache, dass He^6 sehr viel mehr Elektronen als Gamma-Strahlung aussendet, während deren Zahlen für Ne^{23} etwa gleich sind (als Folge davon ist ÄB nur bei He^6 von Bedeutung und γ_{str} nur bei Ne^{23}).

Die einzelnen Grössen wurden auf folgende Art und Weise gemessen:

$N_\gamma(x), N_\beta(x)$:

Integrale Zählraten mit einer unteren Diskriminatorgrenze. Die Versuchsanordnung mit dem kleinen Quellenvolumen (mit wohldefinierten Raumwinkeln) ist in Fig. 2 gezeigt und in Kapitel 3 beschrieben. Manchmal stieg die Quellenaktivität während der Messungen leicht an. Zur Eliminierung dieses Einflusses wurde öfters zwischen "Normal"-Messungen interpoliert. Dadurch ergeben sich zwischen den verschiedenen Messungen Unterschiede, die leicht ausserhalb der statistischen Fehler lagen. Wir geben hier als Fehler den Unterschied zwischen verschiedenen Messungen an.

$R_\gamma(x), R_\beta(x)$:

Das kleine Quellenvolumen, das für die Messung der Ausbeute verwendet wurde, konnte nicht unmittelbar abgeschlossen werden. Dazu müsste das magnetische Ventil am andern Ende des langen Plexiglasrohres verwendet werden (vergleiche Fig. 2). Wir haben uns sorgfältig davon überzeugt, dass keine ß- oder Gamma-Strahlung aus dem langen Plexiglasrohr die Zähler erreichen konnte. Das kleine Quellenvolumen und die Zähler wurden gegenüber dem langen Plexiglasrohr durch zwei Schichten aus Holz, Blei und nochmals Holz abgeschirmt. Das eine "Sandwich" war horizontal, das andere vertikal aufgestellt. Die Dicke des Bleis wurde vergrössert, bis ein konstanter Wert von N_γ und N_β erreicht wurde. Für Ne^{23} wurde eine etwas dickere Schicht aus Blei benötigt als für He^6. Zusätzlich zu diesen Abschirmungen wurde um den ß-Szintillationskristall herum 6 mm Blei gewickelt. Die maximale Änderung von N_γ, die beim Ausprobieren der Abschirmung beobachtet wurde, war bei Ne^{23} 14%. Für N_β waren es 6%. Das Hinzufügen von mehr als der benötigten Dicke von Blei änderte die Zählraten um weniger als 1%.

$N_\gamma(\beta,x)$:

Im Gamma-Zähler wurden keine ß-Teilchen registriert, d.h. $N_\gamma(\beta,x) = 0$. Das wurde erreicht durch einen Absorber aus Plexiglas vor dem NaJ-Kristall. Für He^6 war eine Dicke von 1,7 g/cm^2 nötig, für Ne^{23} eine solche von 2,0 g/cm^2.

$N_\beta(\gamma,x)$:

Zur Messung der Gamma-Zählrate im ß-Zähler wurde vor diesen ein Plexiglasabsorber gebracht, der alle ß-Teilchen absorbieren konnte. Besondere Sorgfalt musste aufgewendet werden, dass die Strahlung vom langen Plexiglasrohr vollständig abgeschirmt war. Diese Messungen waren eigentlich der empfindlichste Test für die Güte der Abschirmung. Bei Ausbreitung der Abschirmung änderte sich $N_\beta(\gamma,x)$ um einen Faktor 3,3 gegenüber der unabgeschirmten Versuchsanordnung. Wir fanden:

$$\text{für } He^6 : \frac{N_\beta(\gamma,He^6) - R_\beta(\gamma,He^6)}{N_\beta(He^6) - R_\beta(He^6)} = 0{,}0241 \cdot (1\pm 2\%) \quad (= w)$$

$$\text{für } Ne^{23} : \frac{N_\beta(\gamma,Ne^{23}) - R_\beta(\gamma,Ne^{23})}{N_\beta(Ne^{23}) - R_\beta(Ne^{23})} = 0{,}2675 \cdot (1\pm 0{,}2\%)$$

$$" \quad " : \frac{N_\beta(\gamma,Ne^{23}) - R_\beta(\gamma,Ne^{23})}{N_\beta(Ne^{23}) - N_\beta(\gamma,Ne^{23})} = 0{,}36 \cdot (1\pm 1\%) \quad (= b)$$

Bei dieser Messung von $N_\beta(\gamma,x)$ wurden Effekte höherer Ordnung, wie die Absorption von Gamma-Strahlung im ß-Absorber, nicht berücksichtigt. Diese Messung gibt uns übrigens schon eine erste Abschätzung der Ausbeute w an IB. Man misst einmal die IB (mit dem ß-Absorber vor dem ß-Kristall) und einmal die ß-Teilchen (unter Vernachlässigung der geringen IB) im gleichen Zähler. Am Ergebnis sind noch keine Korrektionen angebracht. Die Genauigkeit dieses Ergebnisses kann an dem ebenso gewonnenen Verzweigungsverhältnis für Ne^{23} abgelesen werden. Dieses vorläufige Ergebnis ist in Übereinstimmung mit dem exakten.

$f_\beta(He^6)$:

Die Zählratenverluste auf Grund der unteren Diskriminatorschwelle wurde durch Extrapolation gegen Diskriminatorschwelle 0 ermittelt, nachdem die Zählrate in Abhängigkeit von der Diskriminatorschwelle gemessen worden war. Fig. 3 zeigt die Messung für den ß-Zähler bei He^6. Die Extrapolation wurde linear vorgenommen, wie die Figur zeigt. Die Berechtigung dafür wurde einer Messung der ß-Impulshöhenverteilung von He^6 entnommen (Fig. 24). Die Diskriminatorspannung 1 Volt entspricht ungefähr dem Kanal 5. Wir finden: $f_\beta(He^6) = 1{,}11 \cdot (1\pm2{,}5\%)$.

$f_\beta(Ne^{23})$:

Wegen der Kürze der Zeit, die am Reaktor für die Messungen zur Verfügung stand, war es nicht möglich, für Ne^{23} eine ähnliche Messung wie Fig. 3 zu machen. Deshalb wurde $f_\beta(Ne^{23})$ folgenderweise abgeschätzt: beide ß-Zweige beim Zerfall von Ne^{23} haben eine grössere Endpunktenergie als He^6. Dadurch wird für Ne^{23} die Messkurve von Fig. 3 flacher und der f-Faktor wird kleiner. Eine quantitative Abschätzung gibt: $f_\beta(Ne^{23}) = 1{,}09 \cdot (1\pm5\%)$.

$f_\gamma(He^6)$:

Die untere Diskriminatorschwelle des Gamma-Zählers gibt bei He^6 die untere Grenzenergie, für die die Ausbeute an IB ermittelt wurde. Es wurde deshalb nicht gegen Schwellspannung Null extrapoliert. Näheres siehe weiter unten.

$f_\gamma(Ne^{23})$:

Wir müssen berücksichtigen, dass die Impulshöhenverteilung der 0,44 MeV Gamma-Linie bei der unteren Schwellspannung abgeschnitten wird. Fig. 25 zeigt eine Ne^{23} Impulshöhenverteilung. Wir finden: $f_\gamma(Ne^{23}) = 1{,}16\pm0{,}01$.

$\varepsilon_\gamma(He^6)$:

Da die Nachweiswahrscheinlichkeit des Gamma-Zählers von der Energie abhängt (Fig. 20), musste diese bei der integralen Messung gemittelt werden unter Berücksichtigung der Energie-

verteilung der Strahlung. Dazu wurde das gemessene Spektrum (Fig. 28) verwendet. Wir finden: $\bar{\varepsilon}_\gamma(He^6) = 0{,}95$.

$\varepsilon_\gamma(Ne^{23})$:

Der Fig. 20 entnimmt man $\varepsilon_\gamma(Ne^{23}) = 0{,}86$.

$\varepsilon_\beta(x)$:

Die ß-Nachweiswahrscheinlichkeit der Plastikszintillatoren wurde mit $\varepsilon_\beta(x) = 1$ eingesetzt.

$A_\beta(x)$:

Wir müssen die ß-Zählrate korrigieren wegen der Absorption von ß-Teilchen in der 29,5 mg/cm^2 dicken Plexiglaswandung des Quellenvolumens und der 6,8 mg/cm^2 dicken Al-Bedeckung des Plastikszintillators. Dazu wurde die Absorption der ß-Teilchen im Plexiglas gemessen. Fig. 26 zeigt die Ergebnisse für He^6. Eine ähnliche Kurve wurde für Ne^{23} gemessen. Durch lineare Extrapolation nach Materialdicke 0 erhält man den Absorptionsfaktor. Wir finden:

$$A_\beta(He^6) = 0{,}98 \cdot (1 \pm 0{,}5\ \%)$$
$$A_\beta(Ne^{23}) = 0{,}99 \cdot (1 \pm 0{,}2\ \%)$$

$C_\gamma(x), C_\beta(x)$:

Eine radioaktive Verunreinigung der He^6-Quelle wurde, wie in Kapitel 3 beschrieben ist, durch eine sorgfältige Suche nach Linien im He^6-Gamma-Spektrum ausgeschlossen. Bei den Messungen der totalen Ausbeute wurde keine Ne^{23}-Verunreinigung im He^6 beobachtet. Das He^6-Gamma-Spektrum kann nur Verunreinigungen $\leq 1{,}5\%$ der IB von He^6 enthalten. Die He^6-ß-Zählrate zeigte einen exponentiellen Abfall oder 10 Halbwertszeiten [36]. Daraus folgt, dass eine mögliche Verunreinigung $\leq 0{,}36\%$ ist. Für Ne^{23} haben wir das Gamma-Spektrum gemessen (Fig. 25). Es zeigt alle früher bekannten Linien und keine weiteren. Mit den ß-Teilchen von Ne^{23} erhielten wir die gleiche Halbwertszeit wie mit den Gamma-Quanten. Deshalb ist:

$C_\gamma(He^6) = C_\beta(He^6) = C_\gamma(Ne^{23}) = C_\beta(Ne^{23}) = 0$.

$\ddot{A}B_{vor}, A_\gamma$:

Wie im Kapitel 2 beschrieben wurde, wird sowohl auf die Absorption der IB wie auch die Erzeugung von ÄB im β-Absorber vor dem Gamma-Zähler korrigiert, wenn man Absorber verschiedener Ordnungszahl Z verwendet und dann nach Z = 0 extrapoliert. Dieses Experiment wurde in der Versuchsgeometrie zur Messung der totalen Ausbeute an IB und mit der integralen Schwelle durchgeführt. Für He^6 finden wir eine Kurve ähnlich Fig. 8. Es ist: $A_\gamma(He^6) = 1$ (das ist Definition, der Effekt ist in $\ddot{A}B_{vor}$ mithineinverarbeitet), $\ddot{A}B_{vor}(He^6$ in Plexiglas)/IB = 0,183 · (1±3%). Für Ne^{23} erhalten wir die Kurve von Fig. 27. Lineare Extrapolation nach $Z \longrightarrow 0$ ergibt $\ddot{A}B_{vor}$ (Ne^{23} in Plexiglas) = 0 (durch Definition), $A_\gamma(Ne^{23}$ in Plexiglas) = 0,99±0,01. Man beobachtet verschiedene Vorzeichen in der Steigung der Kurven für He^6 und Ne^{23}. Die Ursache dafür ist, dass die $\ddot{A}B_{vor}$ einen Anstieg, dagegen A_γ eine Abnahme der Zählrate mit Z ergibt. Unsere Messung liefert die Summe beider Effekte. Für He^6 ist die Erzeugung von ÄB bedeutender, während bei Ne^{23} beide Effekte etwa gleich stark beitragen.

$\ddot{A}B_{hinter}, IB_{str}, \gamma_{str}$:

Diese Grössen wurden dadurch gemessen, dass Absorber verschiedener Ordnungszahl Z "hinter" das Quellenvolumen gebracht wurden. Lineare Extrapolation nach $Z \longrightarrow 0$ ergibt:

für He^6 : $(\ddot{A}B_{hinter}+IB_{str})/IB = (0,43\pm4,3)$ %

für Ne^{23}: $(\ddot{A}B_{hinter}+\gamma_{str})/(N_\gamma-R_\gamma) = 0,07 \cdot (1 \pm 0,7$ %)

Es muss erwähnt werden, dass das Resultat für Ne^{23} hauptsächlich von γ_{str} herrührt. Wir haben eine Abnahme der Gamma-Zählrate mit zunehmendem Z "hinter" beobachtet. Das wurde so gedeutet: mit zunehmendem Z nimmt die Absorption von Compton-rückgestreuter Strahlung zu, diese Strahlung damit ab.

$(IB+\gamma_b)(Ne^{23})$:

Für das Verzweigungsverhältnis b haben wir nur die Wahrscheinlichkeit für die 0,44 MeV-Gamma-Strahlung pro Ne^{23}-Zerfall

genommen. Nun müssen wir auf die Beimischung anderer Gamma-Linien (besonders der 1,65 MeV-Linie) und der IB bei Ne^{23} korrigieren. Dazu wird in der von uns gemessenen Ne^{23}-Impulshöhenverteilung die 1,65 MeV-Linie und die IB unter der 0,44 MeV-Linie extrapoliert. Wir finden: $(IB+\delta_b)/\delta(0,44\ MeV) = 0,15$.

β_{str}:

Die Zahl der Elektronen, die von der Plexiglasabschirmung des Gamma-Zählers in den ß-Zähler rückgestreut werden, wurde dadurch gemessen, dass Blei an verschiedenen Stellen angebracht wurde. Diese Stellen waren: a) direkt hinter (nunmehr vom ß-Zähler aus gesehen) dem Quellenvolumen (dies sollte den maximal möglichen Effekt ergeben), b) auf der Plexiglasabschirmung (das sollte eine realistische Geometrie ergeben), und c) neben dem Quellenvolumen. Man findet:

im Falle a): $\beta_{str}/(N_\beta - R_\beta) = (8,1 \pm 0,1)\ \%$
b): $= (5,3 \pm 0,1)\ \%$
c): $\leq 1\ \%$

Nunmehr müssen wir berücksichtigen, dass die Elektronenrückstreuung von Blei etwa fünfmal so gross ist wie die von Plexiglas [44]. Somit erhalten wir endgültig:

$$\beta_{str}/(N_\beta - R_\beta) = (1,06 \pm 0,02)\ \%$$

Diese Korrektion ist gleich für He^6 und für Ne^{23}.

Die untere Grenzenergie der IB von He^6 wurde folgendermassen ermittelt: 512 Kanäle $\hat{=}$ 100 Kanäle, ferner haben wir die Verstärkung 18,35 keV/Kanal, $\longrightarrow$ 93,8 keV/Volt. Die untere Schwellspannung des Gamma-Zählers betrug 1 Volt, d.h. die untere Grenze der Energie betrug 93,8 keV $\cdot$ (1 $\pm$ 10%). Es muss jedoch erwähnt werden, dass sich diese Grenze eigentlich nur auf eine Impulshöhe bezieht und nicht auf eine Energie. Exakterweise müsste die Impulshöhenverteilung in eine Energieverteilung entfaltet werden. Das ist bei einer Messung

von integralen Zählraten prinzipiell nicht möglich. Unser Verfahren ist jedoch berechtigt, weil die Entfaltung bei kleinen Energien nur einen geringen Einfluss hat.

Das Ergebnis der totalen Ausbeute erhält man nun, wenn man alle Werte in die Gleichung (7.11) und (7.12) einsetzt. Es ist:

(7.13) $w = 0{,}0238 \cdot (1 \pm 12\%)$ mit $k \geq 93{,}8$ keV

Dabei ist das Verhältnis der Raumwinkel

$$\Omega_\beta/\Omega_\gamma = 4{,}75 \cdot (1 \pm 8\%)$$

Eine Diskussion dieses Ergebnisses wird in Kapitel 8 durchgeführt.

8. Resultate und Diskussion

In dieser Arbeit haben wir zwei Ergebnisse über die IB von He^6 erhalten:

a) die Form des Spektrums der IB

b) die totale Ausbeute an IB

Ferner wird diskutiert, welche Folgerungen sich aus diesem Experiment für unsere Vorstellungen vom Prozess der IB ergeben (Abschnitt c).

a) Die Form des Spektrums der IB von He^6

Fig. 28 zeigt das Energiespektrum der IB von He^6. Die theoretischen Werte sind Absolutwerte, d.h. es ist die Zahl der IB-Quanten pro Energie-Intervall pro ß-Zerfall. Eingetragen sind die Ergebnisse der Theorie [12], die den Einfluss des Coulomb-Feldes auf die Emission der IB in den Wellenfunktionen berücksichtigt. Ferner sind einige Werte der Theorien [4] und [5] eingezeichnet. Diese berechnen die Wahrscheinlichkeit für IB ohne Berücksichtigung des Coulomb-Einflusses. Wegen der kleinen Ordnungszahl (Z = 3) beim Zerfall von $_2He^6 \longrightarrow {}_3Li^6$ ist der Unterschied zwischen den beiden Theorien gering. Insbesondere ist kein Unterschied in der Form des Spektrums erkennbar. Die experimentellen Werte einschliesslich ihrer Fehler sind gewonnen worden, wie in Kapitel 6 beschrieben wurde. Die experimentellen Werte wurden bei 0,4 MeV an die Theorie angepasst. Die Messung war ja eine Relativmessung für die Form des Spektrums. Bei grösseren Energien sind jeweils 2 experimentelle Werte eingetragen: einmal erfolgte die Normierung der Impulshöhenverteilungen der Eichpräparate "ohne", das andere Mal "mit" Berücksichtigung der Rückstreu- und Vernichtungsstrahlung. Bei kleinen Energien ist der Unterschied energieunabhängig und somit in der Anpassung verloren gegangen. Die Differenz zwischen den Ergebnissen mit den verschiedenen Normierungen ist kleiner als der Fehler der Messwerte.

Man erkennt, dass die experimentellen Werte mit der theoretischen Kurve übereinstimmen.

Eine empfindlichere Vergleichsmöglichkeit erhält man in der Auftragung von Fig. 29. Das Verhältnis des experimentellen zum theoretischen Wert sollte, wenn Theorie und Messung richtig sind, gleich 1 sein.

Wir beobachten unterhalb 0,3 MeV einen Wert ≥ 1. Bei diesen kleinen Energien kommen jedoch erhebliche experimentelle Unsicherheiten ins Spiel. Die Konstruktion der Ansprechmatrizen bereitete dort Schwierigkeiten, da die Kanaleinteilung bei der Messung der Eichpräparate mit kleinen Energien sehr grob ist. Eine Vergrösserung der Verstärkung wurde nicht vorgenommen, da die IB und die Eichpräparate mit derselben Verstärkung gemessen werden sollten. Die Ansprechmatrix konnte somit bei kleinen Energien nur ungenau aufgestellt werden. Die von uns verwendeten angenäherten Matrizen versagen bei kleinen Energien ebenfalls, da es dort keine Trennung der Compton-Verteilung von der Photolinie mehr gibt. Unsere angenäherten Matrizen sind aber gerade so konstruiert, dass sie auf die Compton-Verteilung korrigieren. Bei kleinen Energien wird die Breite der Photolinie zum vorherrschenden Einfluss, und davon sehen unsere angenäherten Matrizen ab. Schliesslich soll noch bemerkt werden, dass im Bereich unter 0,3 MeV nur zwei Eichpräparate zur Verfügung standen (siehe Tabelle 2). Wir können somit die experimentellen Werte unterhalb 0,3 MeV nicht zum Vergleich mit der Theorie heranziehen.

Oberhalb 0,3 MeV gruppieren sich die Messungen um den Verhältniswert 1. Das bedeutet, dass wir innerhalb unserer Fehler die Theorie der IB (die für He^6 unabhängig von der Näherung für das Coulomb-Feld ist) bestätigen können. Einen zahlenmässigen Ausdruck für die Genauigkeit dieser Bestätigung können wir erhalten, wenn wir annehmen, dass das Verhältnis Experiment/Theorie nicht R = const = 1 ist, sondern noch einen in der IB-Energie k linearen Term enthält. In Fig. 29

sind die beiden extremen Geraden, die mit den Messresultaten auf Grund der Statistik noch verträglich sind, eingezeichnet. Man findet für $k \geq 0{,}3$ MeV und bis zur grössten noch gemessenen Energie von 2,1 MeV ($\approx 0{,}6 \cdot E_{Grenze}$).

$$(8.1) \quad R = 1{,}00 \cdot \left(1 \begin{smallmatrix} + 0{,}06 \\ - 0{,}26 \end{smallmatrix} \cdot \frac{(k-0{,}3\ \text{MeV})}{m_0 \cdot c^2}\right)$$

In Fig. 29 kann man eventuell Oszillationen von R vermuten. Diese sind jedoch statistisch nicht gesichert.

Zusammenfassend kann man sagen, dass unser Experiment über die Form des Spektrums der IB von He^6 eine gute Übereinstimmung mit der Theorie zeigt.

b) Das Ergebnis für die totale Ausbeute an IB

Das experimentelle Ergebnis ist in Gleichung (7.12) gegeben:

$$w(k \geq 94\ \text{keV}) = (2{,}4 \pm 0{,}3)\ \%$$

Dieser Wert ist zu vergleichen mit folgenden theoretischen Zahlen:

Theorie ohne Coulomb-Korrektion [4,5,6,7]:

$$w(k \geq 94\ \text{keV}) = 0{,}88\ \%$$

Theorie mit Coulomb-Korrektion durch Störungsrechnung [9]

$$= 0{,}94\ \%$$

Theorie mit Coulomb-Korrektion durch Wellenfunktion [12]

$$= 1{,}09\ \%$$

Bevor wir diese Situation beurteilen, muss noch ein Wort zur Genauigkeit gesagt werden. Zunächst: wie genau sind die numerischen Ergebnisse der Theorien? Die Werte von S(k) wurden durch numerische Integration mit einer Intervallzahl von 100 gefunden. Da es sich bei den Integranten um glatte Kurven handelt, die nirgends einem divergierenden Wert zustreben, dürften diese Zahlen zuverlässig sein. Das wird auch dadurch

bestätigt, dass verschiedene numerische Rechnungen (von uns in Oak Ridge und von Felsner in Erlangen) gleiche Ergebnisse liefern. Um die Ausbeute an IB zu bekommen, müssen wir

$$(8.2) \qquad \int_{k=k_0}^{k_{max}} S(k) \cdot dk$$

bilden. Dazu wurde S(k) in einem linearen Masstab aufgetragen (Fig. 30). Man erkennt daraus, dass das Integral (8.2) in befriedigender Näherung durch das Mittel aus Obersumme und Untersumme erhalten werden kann. So wurden die oben genannten theoretischen Werte gefunden.

Die Genauigkeit des Experiments hat ihren Niederschlag in der Angabe des statistischen Fehlers gefunden. Möglicherweise mit weiteren Fehlern behaftet ist jedoch die Angabe der unteren Grenze der IB. Bei ihrer Berechnung (Kapitel 7) sind wir stillschweigend davon ausgegangen, dass das Szintillations-Spektrometer bis zu Energien unter 100 keV hinunter linear arbeitet. Das ist jedoch keineswegs zum vornherein gesichert. Zwei Effekte tragen zur Nichtlinearität bei: 1) Eine Nullpunktverschiebung des Diskriminators kann wie eine scheinbare Nichtlinearität wirken, 2) eine nichtlineare Lichtausbeute des NaJ (Tl)-Kristalls bei Gamma-Energien unter 100 keV.

Zu 1) : Fig. 16 zeigt die Eichkurven des Spektrometers, allerdings aufgenommen mit dem Vielkanalanalysator. Sie gehen durch den Nullpunkt. Die Genauigkeit ist dabei etwas besser als $\pm$ 1 Kanal. Alle Eichlinien liegen jedoch oberhalb 145 keV (Ce^{141}). Dass der DD2-Verstärker zusammen mit dem Vielkanalanalysator Eichgerade durch den Nullpunkt ergibt, wurde auch elektronisch bestätigt, bzw. ein Potentiometer am Vielkanalanalysator wurde entsprechend eingestellt. Eine andere Frage ist, ob der Integraldiskriminator des DD2-Analysators, der für die integralen Zählraten der Ausbeutemessung verwendet wurde, bei 1 Volt noch linear arbeitet. Messungen darüber

waren wegen des Fehlens geeigneter Eichpräparate mit Gamma-Linien von Energien um 100 keV herum nicht möglich. Wir müssen uns in diesem Punkt also auf allgemeine Erfahrungen verlassen.

Zu 2) : Sorgfältige Messungen der Nichtlinearität der Lichtausbeute bei kleinen Gamma-Energien [47] zeigen, dass die Angabe der Energie bis zu 50 keV falsch sein kann, wenn man unterhalb 200 keV eine lineare Eichkurve zugrunde legt.

Wir wollen probeweise fragen: wie gross müsste die untere Grenzenergie etwa sein, damit Experiment und Theorie übereinstimmen? Nach der Theorie [12] ist:

$$w(k \geq 35 \text{ keV}) = 1{,}76\ \%$$

Im Experiment würde dem eine untere Grenzspannung von 0,4 Volt anstelle von 1 Volt oder am 512-Kanal-Analysator eine Verschiebung um 3 Kanäle entsprechen. Dies liegt durchaus im Bereich der Möglichkeiten.

Ferner muss an dieser Stelle nochmals erwähnt werden, dass der experimentelle Wert für die untere Grenze für eine Impulshöhe gilt und nur angenähert für eine Energie.

Zusammenfassend lässt sich sagen: Als die Messungen gemacht wurden, haben wir nicht geahnt, dass die integrale Ausbeute unter 100 keV so sehr ansteigt. Dadurch wurde bei dieser Messung nicht genügend Wert auf die Festlegung der unteren Grenze gelegt. Als Ergebnis können wir nur sagen: Der theoretische Wert für die totale Ausbeute kann durch unser Experiment nicht widerlegt werden. Eine Entscheidung zwischen den verschiedenartigen Behandlungen des Coulomb-Feldes kann nicht getroffen werden. Insbesondere kann nicht gesagt werden, ob eventuell eine theoretische Rechnung in der Ordnung $(\alpha Z)^2$ für das Coulomb-Feld nötig ist. Bei He^6 mit sehr kleiner Ordnungszahl und der sehr grossen Endpunktenergie sollte aber von vornherein keine Entscheidung über Coulomb-Korrektionen getroffen werden, da diese hier nur kleine Effekte bewirken.

c) Beitrag dieser Arbeit zur Theorie der IB

Welche Folgerungen ergeben sich aus unserem Resultat für die Vorstellung vom Prozess der IB? Wie in der Einleitung geschildert wurde, zeigten frühere Experimente eine systematische Abweichung von der Theorie bei grösseren Energien. Es war stets $R > 1$, die Werte schwanken zwischen 1,2 und 3,0 je nach dem untersuchten ß-Strahler und der Theorie, mit der verglichen wurde. Diese Ergebnisse sind in Zitat [26c] zusammengestellt. Unsere Messungen zeigen diese Abweichung nicht. Wegen der kleinen Ordnungszahl spielen beim He^6 die Coulomb-Effekte nur eine verschwindende Rolle. Wegen des kleinen $fT_{1/2}$-Wertes wird ein Prozess über ein virtuell angeregtes Kernniveau unwahrscheinlich. Ein Experiment an He^6 sollte also entscheiden können, ober der Ansatz (1.2) richtig ist. Er beschreibt die IB als Prozess zweiter Ordnung. Dieser muss dann mit einer Störungsrecnnung zweiter Ordnung behandelt werden. Unser Experiment bestätigt die Gültigkeit des fundamentalen Prozesses (1.2).

Inzwischen konnten die früheren Diskrepanzen bei grossen Energien [25,26,27,28] durch eine verbesserte Theorie [12] als Resultat der Coulomb-Korrektion an der IB geklärt werden. Dafür spricht nicht nur, dass diese Theorie die Form des Spektrums der IB richtig wiedergibt. Neue Messungen zeigen, dass die Winkel- und Energie-Korrelation zwischen den ß-Teilchen und dem IB-Quant [30,31,32] immer mit der Theorie übereinstimmt, auch in Fällen, wo im Spektrum krasse Diskrepanzen zu den alten Theorien auftreten (Y^{90} [32]). Die Korrelationen werden von Coulomb-Korrektionen nicht oder nur sehr geringfügig beeinflusst. Dagegen war zu hoffen, dass andere mögliche Beiträge zur IB (siehe Einleitung) auch Abweichungen in der Winkelkorrelation zeigen würden. Die Messung dieser Korrelationen stützt also weiterhin die Annahme, dass Coulomb-Effekte für die früheren Diskrepanzen verantwortlich sind.

Eine Erfahrung aus einem anderen Gebiet zeigt in dieselbe Richtung. Bei der IB beim K-Einfang waren nie Diskrepanzen zur Theorie beobachtet worden. Dort wird aber der Coulomb-Einfluss von vornherein richtig behandelt, da man als Elektronenwellenfunktion die Wellenfunktion der K-Schale nimmt.

Zusammenfassend lässt sich somit sagen:

1. Der fundamentale Prozess, der die Emission der IB durch einen Prozess zweiter Ordnung beschreibt (erst Emission des Elektrons in einen virtuellen Zwischenzustand und dann Übergang des Elektrons in den Endzustand unter Emission von IB), ist richtig.

2. Der Einfluss des Coulomb-Feldes des Atomkerns auf den Prozess der Emission von IB wurde früher unterschätzt. Er wird durch die Theorie [12] richtig wiedergegeben.

Inwieweit sich daraus Folgerungen für die Berechnung anderer Strahlungskorrektionen ergeben, lässt sich noch nicht absehen.

Literatur

1 C.S. Wu, in K. Siegbahn (Editor):
Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy (1955), p. 649 ff

2 M. Deutsch, O. Kofoed-Hansen, in Segrè (Editor):
Experimental Nuclear Physics, vol. 3 (1959), p. 610 ff

3 O.M. Kofoed-Hansen, C.J. Christensen:
Experiments on Beta-Decay.
In : S. Flügge (Editor): Encyclopedia of Physics,
vol. 41/2 (1962)

4 J.K. Knipp, G.E. Uhlenbeck, Physica 3 (1936) 425

5 F. Bloch, Phys. Rev. 50 (1936) 272

6 C.S. Wang Chang, D.L. Falkoff,
Phys. Rev. 76 (1949) 365

7 P. Bolgiano, L. Madansky, F. Rasetti,
Phys. Rev. 89 (1953) 679

8 S.B. Nilsson, Ark. Fysik 10 (1956) 467

9 R.R. Lewis, Jr., G.W. Ford,
Phys. Rev. 107 (1957) 756

10 L. Spruch, W. Gold, Phys. Rev. 113 (1959) 1060

11 R. Vinh-Mau, a) Nuovo Cim. 19 (1961) 609
b) Thèses, Paris 1962

12 G. Felsner, a) Phys. Verhandlungen (1962) 394
b) Z. Phys. 174 (1963) 43

13 C.L. Longmire, Phys. Rev. 75 (1949) 15

14 J. Horowitz, Journ. Phys. Rad. 13 (1952) 429

15 M.E. Rose, R. Perrin, L.L. Foldy, preprint

16 Zusammenfassende Berichte von
a) M.L. Goldberger
b) L.B. Okun
in : Proc. 1960 Int. Conf. High Energy Physics (Rochester)

17 L.B. Okun, in : Proc. 1962 Int. Conf.
High Energy Physics (CERN)
(zusammenfassender Bericht)

18 R.P. Feynman, in : Proc. 1960 Int. Conf.
High Energy Physics (Rochester)

19 D.I. Fivel, T. Fulton, Bull. APS 4 (1959) 39
und private Mitteilung

20 a) L. Madansky, F. Rasetti,
Phys. Rev. 83 (1951) 187
b) L. Madansky, F. Lipps, P. Bolgiano,
T.H. Berlin, Phys. Rev. 84 (1951) 596
c) P. Bolgiano, L. Madansky, F. Rasetti,
Phys. Rev. 89 (1953) 679

21 T.B. Novey, Phys. Rev. 89 (1953) 672

22 F. Boehm, C.S. Wu, Phys. Rev. 93 (1954) 518

23 G.A. Renard, Journ. Phys. Radium 14 (1953) 361

24 a) A. Michalowicz,
Journ. Phys. Radium 15 (1954) 156
b) A. Michalowicz, R. Bouchez,
Journ. Phys. Radium 16 (1955) 578

25 H. Langevin-Joliot,
a) Compt. rendu 241 (1955) 872
b) Compt. rendu 241 (1955) 1286
c) Compt. rendu 242 (1956) 1971
d) Thèses, Paris (1956)

26 a) K. Lidén, N. Starfelt,
Phys. Rev. 97 (1955) 419
b) N. Starfelt, N.L. Svantesson,
Phys. Rev. 97 (1955) 708
c) N. Starfelt, J. Cederlund,
Phys. Rev. 105 (1957) 241

27 a) M. Goodrich, J.S. Levinger, W. Payne,
Phys. Rev. 91 (1953) 1225

b) M. Goodrich, W.B. Payne,
Phys. Rev. 94 (1954) 405

c) M.A. Hakeem, M. Goodrich,
Nucl. Phys. 31 (1962) 322

28 a) J.K. Bienlein, W. Kreische,
Phys. Verhandlungen, 11 (1960) 61
b) W. Kreische, Erlanger Diplomarbeit (1960)
c) O. Häusser, Erlanger Diplomarbeit (1962)
d) J.K. Bienlein, G. Graf, O. Häusser, W. Kreische,
in Vorbereitung

29 K. Siegbahn, J.E. Thun, W.D. Hamilton, K.E. Eriksson,
Ark. Fys. 22 (1962) 565

30 B. Persson, S.A.E. Johansson,
Nucl. Phys. 12 (1959) 432

31 J.E. Thun, B.G. Pettersson, K. Siegbahn,
Nucl. Phys. 18 (1960) 131

32 W. Kreische, Erlanger Dissertation (1963)
Z. Phys., in Vorbereitung

33 a) H. Schopper, S. Galster,
Nucl. Phys. 6 (1958) 125
b) S. Galster, H. Schopper,
Phys. Rev. Let. 4 (1960) 295
c) S. Galster, Z. Phys. 161 (1961) 46

34 F. Ajzenberg-Selove, T. Lauritsen,
Energy Levels of Light Nuclei VI
Nucl. Phys. 11 (1959) 1,
and suppl. in Nuclear Data Sheets 1961 (1962)

35 F. Pleasonton, C.H. Johnson, T.A. Carlson
a) Phys. Div. Ann. Progr. Rept. ORNL-3085 (Feb.1961) p.22
b) Nucl. Phys. 41 (1963) 167

36 J.K. Bienlein, F. Pleasonton,
Nucl. Phys. 37 (1962) 529

37 C.H. Johnson, F. Pleasonton, T.A. Carlson,
a) Bull. APS 6 (1961) 227
b) Phys. Div. Ann. Progr. Rept. ORNL-3085 (Feb.1961) p.18

38 A.Z. Schwarzschild, Report CU-167 (1957)

39 A.I. Baz, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser.Fiz, 19 (1955) 363

40 A.M. Lane, Proc. Phys. Soc. A 68 (1955) 189

41 C.A. Levinson, M.K. Banerjee,
Ann. Phys. 2 (1957) 471

42 Nuclear Data Group: Energy Levels of Nuclei:
A = 5 to A = 257,
In : Landolt-Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen,
Neue Serie, Bd. 1 (1961)

43 C.M. Davisson, in K. Siegbahn (Editor):
Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy (1955), p. 857 ff

44 W. Paul, H. Steinwedel, in K. Siegbahn (Editor):
Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy (1955), p. 1 ff

45 R.E. Rand, Nucl. Instr. 17 (1962) 65

46 L.D. Skarsgard, H.E. Johns, L.E.S. Green,
Radiation Research 14 (1961) 261

47 M. Scheer, Physikalisches Institut der Universität
Würzburg, private Mitteilung

T a b e l l e 1

Zusammenstellung aller Versuchsreihen β-Absorber

Gruppe	Position	Absorber material	Flächendichte g/cm²	Anzahl der Messzyklen	
				Total (=vollständige Summe)	mit stabilem Monitor und β-Zähler (=teilweise Summe)
1	"vor"	Be	1,705	13,5	15
		Plexiglas	1,673	14,8	8
		Al	1,703	15,5	13
		Cu	1,714	16,1	13,5
2	"vor"	Be	1,705	13,5	15
			1,990	1	1
			2,178	12	12
			2,705	1	1
			3,695	12	12
3	"um"	Plexiglas-wand	(0,721)		
		Plexiglas	0,993	8	6
		Cu	1,000	8	6
		Pb	0,990	9	5
4	"hinter"	Be	1,705	13	13 nur
		Al	1,703	14	13 Monitor
		Pb	1,704	13,5	12,5 brauchbar

Tabelle 2

Liste der Eichpräparate

1 Präparat
2 Energie in MeV, falls nur 1 γ-Linie vorhanden ist
3 Verwendete Energie in MeV, falls 2 γ-Linien vorhanden sind
4 Andere Energie in MeV, falls 2 γ-Linien vorhanden sind
5 Eichpräparat, mit dessen Impulshöhenverteilung die Linie der Energie von Spalte 4 subtrahiert wurde
6 Energie in MeV, aus der Teildaten gewonnen wurden

1	2	3	4	5	6	Bemerkungen
C^{12*}					4.43	Pu-Be-Präparat
Na^{24}		2.75	1.37	Na^{22}		
Th C"					2.62	Th-Metall
Y^{88}		1.84	0.90	Mn^{54}		2,76 MeV (0,5%) vernachlässigt
K^{42}					1.52	Störung durch IB und viele
Ar^{41}	1.29					Linien (Intensität $\leq$ 0,5%)
Co^{60}					1.33 1.17	
Sc^{46}		1.12	0.89	Mn^{54}		
Zn^{65}		1.11	0.51	Na^{22}		
Rb^{86}					1.08	Störung durch IB
Mn^{54}	0.84					
Nb^{95}	0.77					
Cs^{137}	0.662					X-Strahlung vernachlässigt
Na^{22}		0.51	1.27	Co^{60}		
Ru^{103}	0.498					0,555 (7%), 0,040 ($\approx$100%) verschiedene Linien ($\approx$0,5%) vernachlässigt
Au^{198}	0.412					0,676 & 1,09 ($\approx$1%) vernachlässigt, ebenso X-Strahlung
Cr^{51}	0.321					
Hg^{203}	0.279					X-Strahlung vernachlässigt
Ce^{141}	0.145					X-Strahlung vernachlässigt

Bilderklärungen

Fig. 1 : Photographie der experimentellen Anordnung. Das He^6-Gasfluss-System und die Gasreinigung befinden sich hinter der Strahlenschutzwand (Sandwich aus Holz, Blei und Holz). Die einzelnen Stufen der Reinigung und des Pumpensystems sind gekennzeichnet. Ebenso sind die Orte des Gamma- und des ß-Szintillationszählers gekennzeichnet. Zwischen ihnen befindet sich das Quellenvolumen.

Fig. 2 : Konstruktionszeichnung des Quellenvolumens und der Zähleranordnung für die Messungen des IB-Spektrums. Unten rechts ist die Zeichnung des kleinen Quellenvolumens, das für die Messung der totalen Ausbeute an IB verwendet wurde. Dazu mussten die Zähler tiefer gesetzt werden.

Fig. 3 : Die ß-Zählrate in Abhängigkeit von der unteren Diskriminatorspannung (für He^6). Die Einstellung der unteren Grenzspannung bei integralen Messungen ist eingezeichnet. Die Extrapolation gegen Diskriminatorspannung 0 Volt ist gestrichelt. Der statistische Fehler ist kleiner als die Messpunkte. Unterhalb 2 Volt arbeitet der Diskriminator nicht mehr zuverlässig.

Fig. 4 : Die integrale ß-Zählrate dividiert durch die Gamma-Zählrate im (neuen) Kanal 3 als Funktion der Zeit während der Messungen. Diese Kurve dient zum Beweis der Stabilität des ß-Zählers und seiner Elektronik und der Reproduzierbarkeit. Die Grösse der Fehler entspricht etwa der Grösse der Messpunkte. Ähnliche Kurven liegen auch für andere Stellungen des ß-Absorbers vor.

Fig. 5 : Die integrale ß-Zählrate dividiert durch die integrale Monitor-Zählrate als Funktion der Zeit während der Messungen. Wegen Instabilitäten der elektronischen Verstärkung (des Monitorzählers) zeigen diese Kurven einen täglichen und einen langzeitigen Gang. Die Werte sind von der Art der Messung unabhängig (die Messpunkte sind verschiedenartig gekennzeichnet). Die Kurven werden zur Korrektion der Monitorzählrate bei der Normierung der Gamma-Spektren verwendet.

Fig. 6 : Die Energie-Eichung der Verstärkerbegrenzung.

Fig. 7 : Der Einfluss der Subtraktion von Ne^{23} auf die Impulshöhenverteilung. Einige typische statistische Fehler sind eingezeichnet. Die Korrektion macht sich nur dort geltend, wo Ne^{23} Linien hat. Ferner ist eine Impulshöhenverteilung des Nulleffekts angegeben. Die Messungen stellen die "vollständige Summe" für den Absorber Be(1,7 g/cm^2 dick) in Position "vor" dar. Es sind die tatsächlichen Zählraten aufgetragen (18,5 Messzyklen).

Fig. 8 : Erste Messungen über die Beeinflussung der Gamma-Zählrate durch die Ordnungszahl Z des ß-Absorbers "vor" dem Gamma-Zähler. Als Parameter ist die Impulshöhe verwendet. Sie entspricht nur ungefähr einer Energie. Die Kurven entstehen durch das Entgegenwirken von Erzeugung der ÄB und der Absorption der IB. Alle Absorber haben eine Flächendichte von 1,7 g/cm^2 (ebenso in den folgenden Figuren).

Fig. 9 : Der absolute Beitrag an ÄB für Kanal 3 (≙120-180 keV) der IB-Impulshöhenverteilung, falls der ß-Absorber sich in Position "vor" befindet. Verwendet wurde die "Teilsumme" aller Messungen mit einem bestimmten Absorber. Die Fehler sind kleiner als die Messpunkte.

Fig. 10 : Der absolute Beitrag an ÄB für Kanal 3 (≙120-180 keV) der IB-Impulshöhenverteilung, falls der ß-Absorber sich in Position "um" befindet. Verwendet wurde die "Teilsumme" aller Messungen mit einem bestimmten Absorber. Die Fehler sind kleiner als die Messpunkte.

Fig. 11 : Der absolute Beitrag an ÄB für Kanal 3 (≙120-180 keV) der IB-Impulshöhenverteilung, falls der ß-Absorber sich in Position "hinter" befindet. Verwendet wurde die "Teilsumme" aller Messungen mit einem bestimmten Absorber. Die Fehler haben etwa die Grösse der Messpunkte.

Fig. 12 : Der Einfluss der ÄB auf die Form der Impulshöhenverteilung. Der ß-Absorber befindet sich in Position "vor". Aufgetragen ist die Steigung der linearen Ausgleichung $N = IB + (\Delta N/\Delta Z) \cdot Z$ als Funktion der Kanalnummer (die nur ungefähr einer Energie entspricht).

Fig. 13 : Der Einfluss der ÄB auf die Form der Impulshöhenverteilung. Der ß-Absorber befindet sich in Position "um". Aufgetragen ist die Steigung der linearen Ausgleichung $N = IB + (\Delta N/\Delta Z) \cdot Z$ als Funktion der Kanalnummer (die nur ungefähr einer Energie entspricht).
a) logarithmischer Masstab
b) linearer Masstab

Fig. 14 : Der Einfluss der ÄB auf die Form der Impulshöhenverteilung. Der ß-Absorber befindet sich in Position "hinter". Aufgetragen ist die Steigung der linearen Ausgleichung $N = IB + (\Delta N/\Delta Z) \cdot Z$ als Funktion der Kanalnummer (die nur ungefähr einer Energie entspricht).

Fig. 15 : Die endgültige Impulshöhenverteilung der IB von He^6. Die Zählrate ist bei Kanal 3 auf 1 normiert. Die glatte Kurve durch die Messdaten ist eingezeichnet. Ebenso die 3 verschiedenen Annahmen über die Extrapolation der Impulshöhenverteilung nach höheren Kanälen (gestrichelt, mit a) b) c) bezeichnet). Alle Messfehler sind eingezeichnet.

Fig. 16 : Die Energie-Eichung der Eichspektren. Sie ist linear und verläuft durch den Nullpunkt des Vielkanalanalysators. Für verschiedene Tage ist die Steigung der Eichgeraden leicht unterschiedlich. Es liegen noch mehr solche Kurven vor.

Fig. 17 : Die Impulshöhenverteilung für eine 0,84 MeV-Gamma-Strahlung, mit unserem NaJ-Szintillations-Spektrometer gemessen (Mn^{54}). Man erkennt die Photolinie, die Compton-Verteilung und die Rückstreulinie. Die Fläche der Impulshöhenverteilung ist auf 1 normiert.

Fig. 18 : Die Impulshöhenverteilung für eine 2,75 MeV-Gamma-Strahlung, gemessen mit unserem NaJ-Szintillations-Spektrometer (Na^{24}, wobei die 1,37 MeV-Linie bereits subtrahiert ist). Man erkennt die Photolinie, die Compton-Verteilung, die beiden "Entweich"-Linien, sowie die Vernichtungsstrahlung. Die Fläche unter der Impulshöhenverteilung ist auf 1 normiert.

Fig. 19 : Das Verhältnis der Fläche der Photolinie zur Gesamtfläche der Eichspektren in Abhängigkeit von der Gamma-Energie. Es ergeben sich unterschiedliche Werte für verschiedene Positionen des Präparates; die aus den konstruierten Impulshöhenverteilungen gewonnenen Werte sind eingetragen sowie die aus den gemessenen Eichspektren. Bei kleinen Energien ist unsere Kanalbreite zu grob, um gute Aussagen zu erlauben.

Fig. 20 : Die Korrektionsfaktoren für die Nachweiswahrscheinlichkeit ε der Gamma-Strahlung im NaJ-Szintillationskristall (5,08 cm dick) und für die Absorption A_3 der Gamma-Strahlung in Luft und in der Kristallfassung in Abhängigkeit von der Gamma-Energie.

Fig. 21 : Der Einfluss verschiedener Annahmen der IB-Impulshöhenverteilung (Fig. 15) auf die Energieverteilung S(k). Verwendet wurde hier die korrekte Matrix, genommen am Intervall-Anfang, Eichpräparate in Position "vor", Normierung "mit" Einschluss der Rückstreu- und Vernichtungsstrahlung, direkte Lösungsmethode. Man erkennt die Oszillationen der Ergebnisse. Die Kurve für Näherung b) zeigt den glattesten Verlauf. Die Unterschiede zwischen den einzelnen Näherungen sind kleiner oder höchstens gleich wie der statistische Fehler der IB-Impulshöhenverteilung (Fig. 15). Verwendet wurde die glatte Kurve durch die Messwerte der Impulshöhenverteilung. Die Energieverteilung ist noch nicht auf Nachweiswahrscheinlichkeit des NaJ-Kristalls korrigiert. Falls die Werte für a nicht gesondert gezeichnet sind, sind sie identisch mit denen von b.

Fig. 22 : Der Einfluss der verschiedenen Annahmen für die Orte der Eichpräparate. Gezeigt werden die (unkorrigierten) Energieverteilungen für die korrekten Ansprechmatrizen, genommen am Intervall-Anfang, Normierung "mit" Einschluss der Rückstreu und Vernichtungsstrahlung, einmal berechnet aus den Eichmessungen in Position "vor" und einmal in Position "hinter". N(H) ist der glatten Kurve aus Fig. 15 entnommen mit der Extrapolation b.

Fig. 23 : Vergleich der Lösungen mit einer korrekten und einer angenäherten Ansprechmatrix. Die glatten Werte der IB von He^6 (Extrapolation b) wurden einmal mit der kor-

rekten Ansprechmatrix (Position "vor", Normierung "mit", genommen am Intervall-Anfang) und einmal mit der angenäherten Ansprechmatrix (Formel (5.4), P/T aus Fig. 19 für Position "vor") entfaltet. Die Ergebnisse stimmen im Rahmen der Fehler bei der Entfaltung (Oszillationen) überein. Der glatten Kurve durch die Messwerte wird unser endgültiges Resultat entnommen.

Fig. 24 : Das ß-Spektrum von He^6. Aufgetragen ist die tatsächliche Zählrate in 10 min gegen die Kanalnummer der Impulshöhe. Einige Fehler sind eingezeichnet, im allgemeinen sind sie jedoch kleiner als die Messpunkte.

Fig. 25 : Das Gamma-Spektrum von Ne^{23}. Aufgetragen ist die tatsächliche Zählrate in 4 min gegen die Kanalnummer der Impulshöhe.

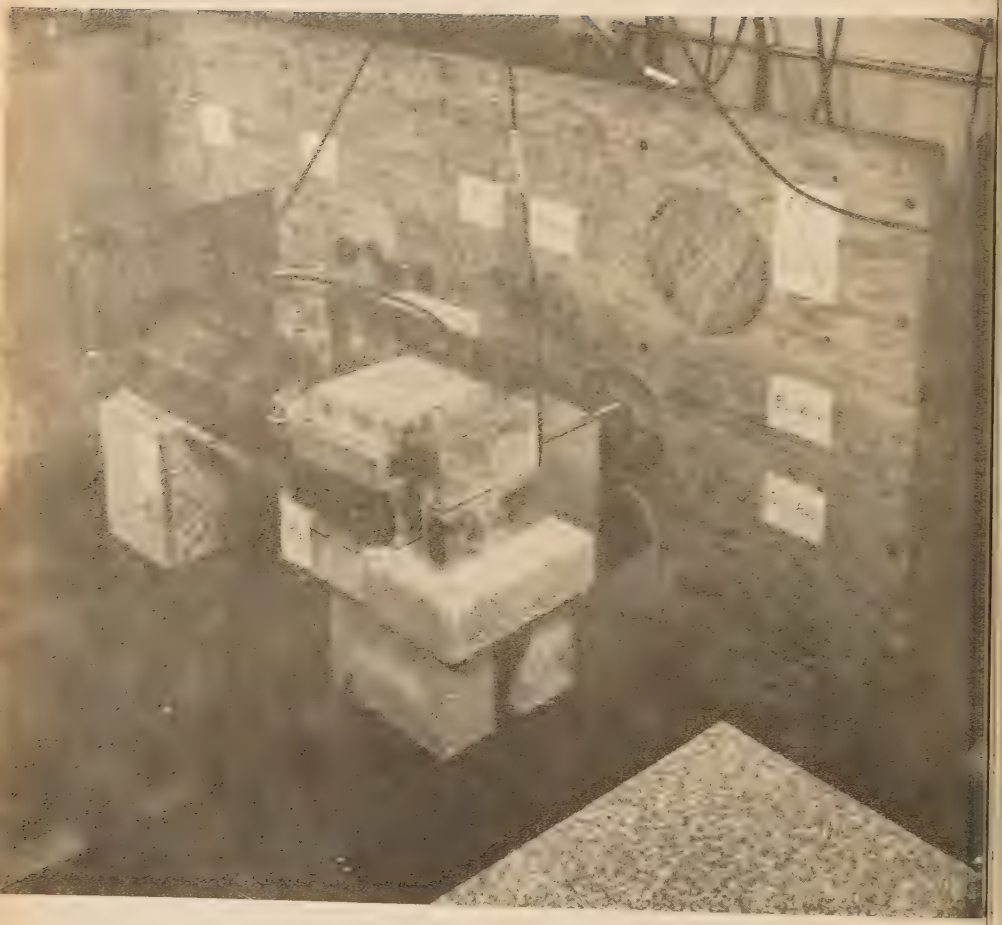
Fig. 26 : $A_ß(He^6)$: Die Absorption der ß-Teilchen von He^6 in Plexiglas.

Fig. 27 : $A_\gamma(Ne^{23})$: Die Absorption der Gamma-Strahlung von Ne^{23} im ß-Absorber. Aufgetragen ist die Gamma-Zählrate (normiert durch die ß-Zählrate) als Funktion der Ordnungszahl Z des ß-Absorbers (alle Absorber waren 2,0 g/cm^2 dick). Die Absorption der Gamma-Strahlung überwiegt die Erzeugung von ÄB.

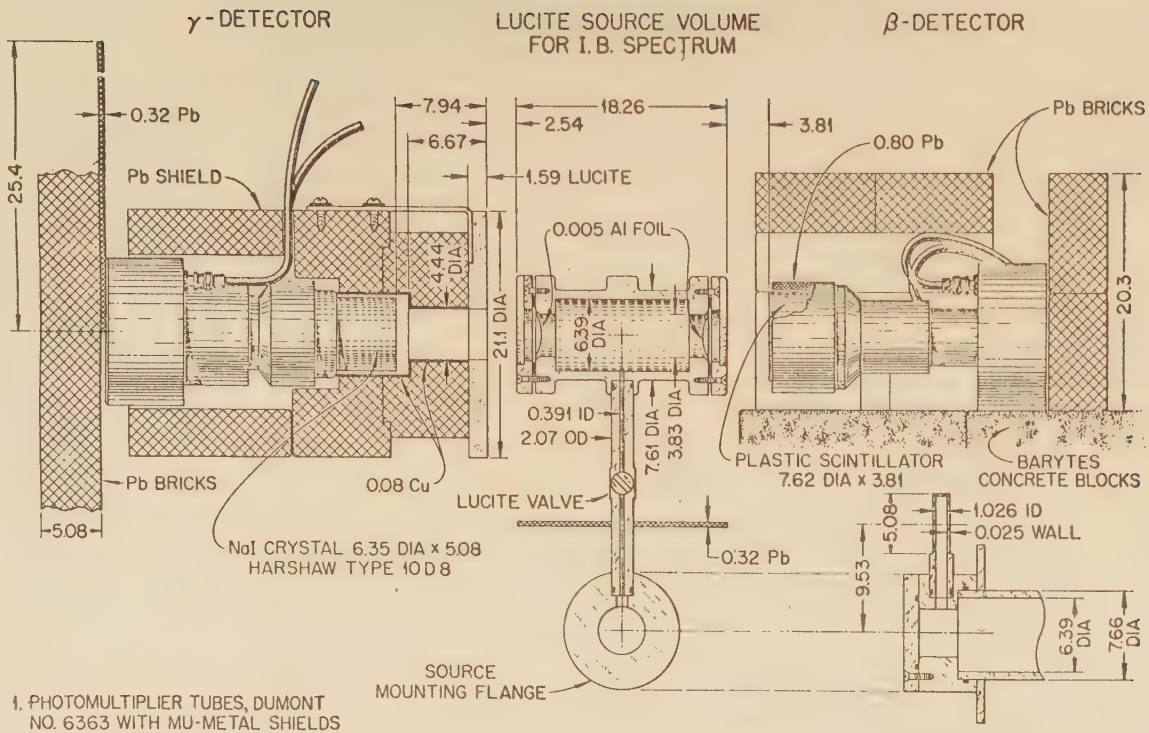
Fig. 28 : Die Energieverteilung der IB von He^6. Eingetragen sind die Werte der Theorie [12] (und einige theoretische Werte nach [4, 5]) sowie unser experimentelles Resultat. Die theoretischen Werte sind Absolutwerte. Das Experiment ist bei 0,4 MeV an die Theorie angepasst. Experiment und Theorie stimmen überein. Einzelheiten siehe Text.

Fig. 29 : Vergleich von Experiment und Theorie für die Form des Spektrums der IB von He^6. Aufgetragen ist das Verhältnis des experimentellen Wertes zum theoretischen in Abhängigkeit von der Energie. Alle Werte sind der Figur 28 entnommen. Zur Diskussion siehe im Text.

Fig. 30 : Das Spektrum der IB von He^6 bei kleinen Energien nach verschiedenen Theorien. Die totale Ausbeute wird als Mittelwert aus Ober- und Unter-Summe bestimmt. Die untere Grenzenergie unserer Messung ist 94 keV (siehe jedoch Diskussion in Kapitel 8b).

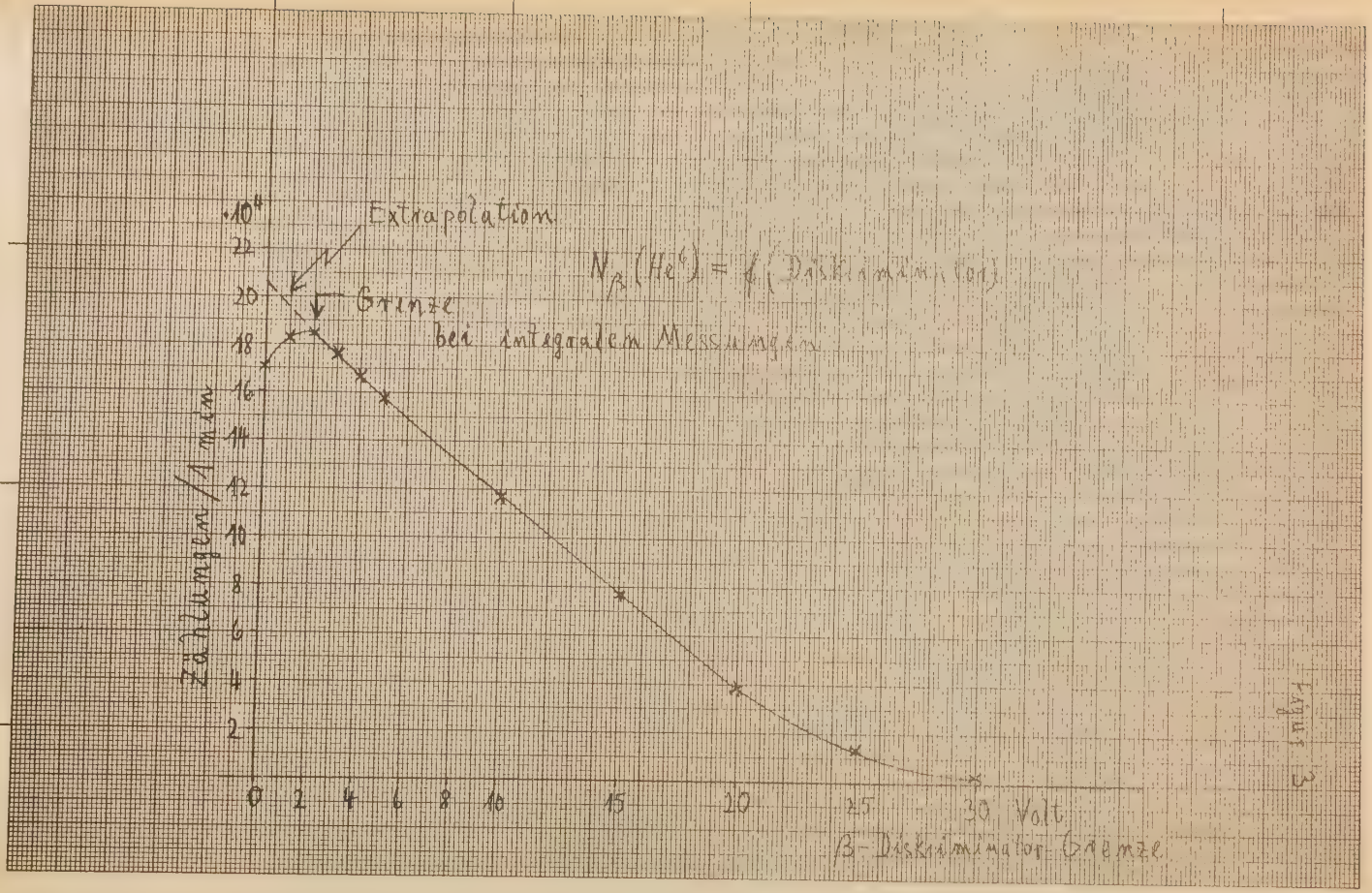


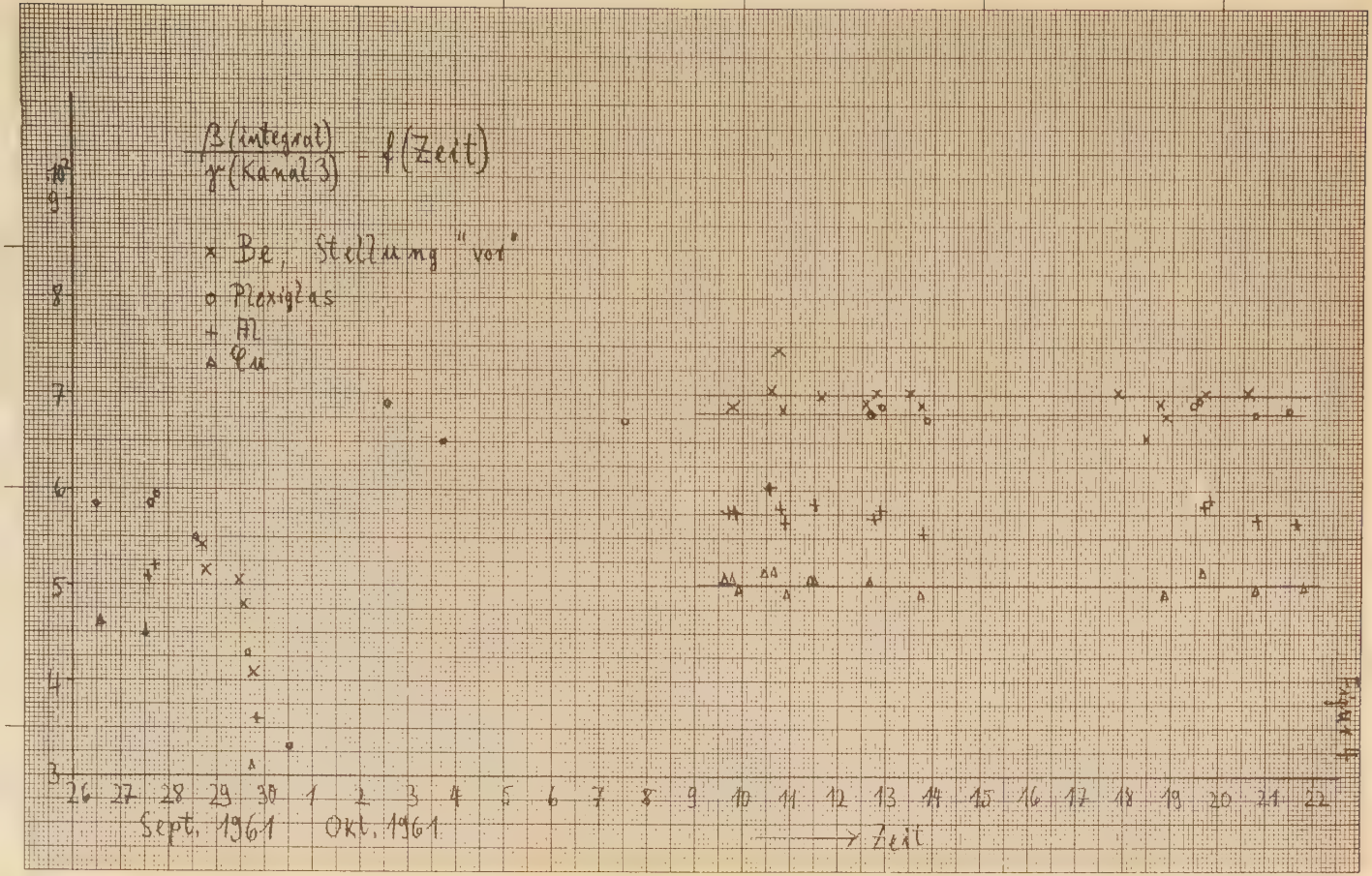
UNCLASSIFIED
ORNL-LR-DWG 75133

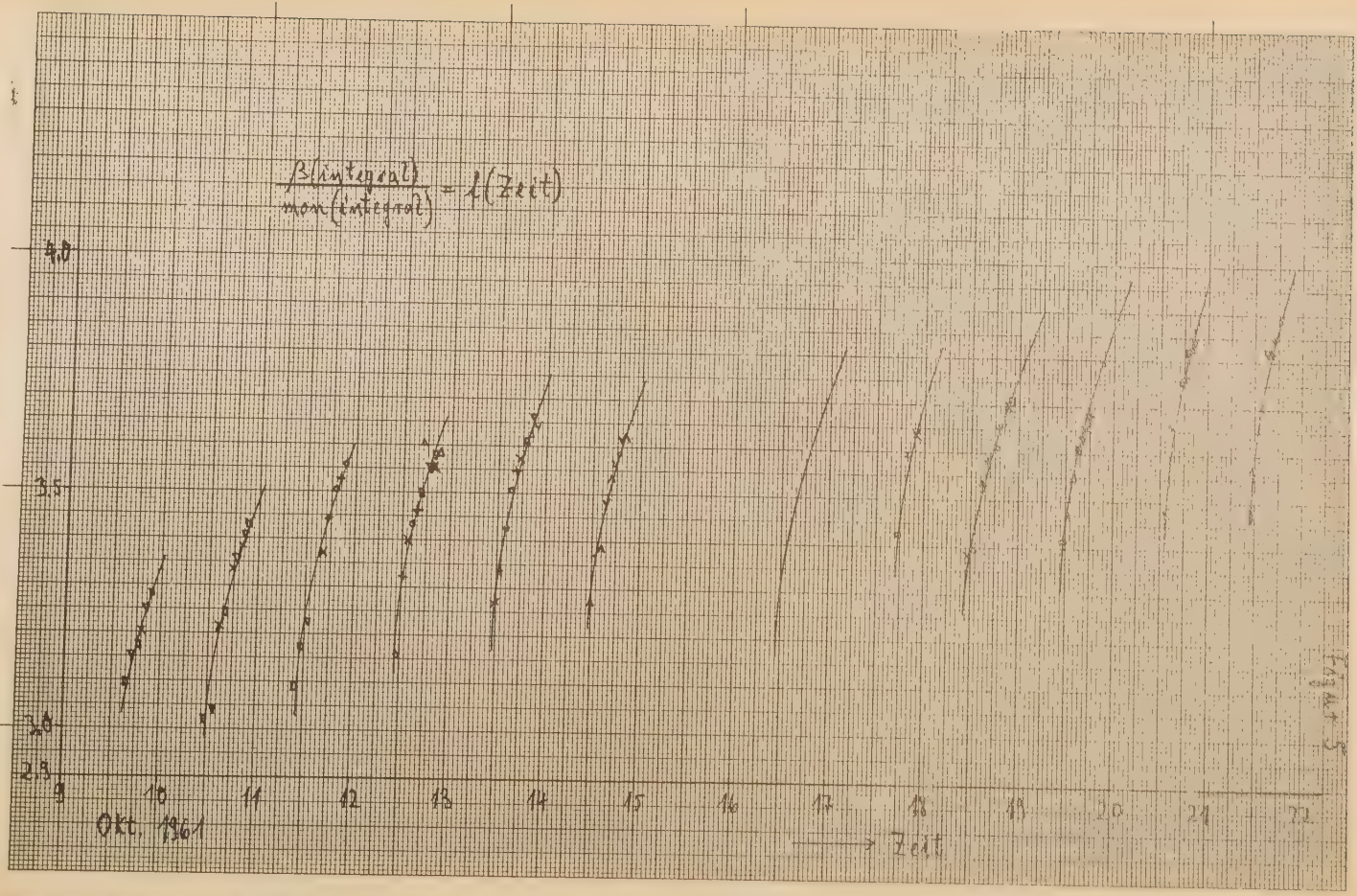


1. PHOTOMULTIPLIER TUBES, DUMONT NO. 6363 WITH MU-METAL SHIELDS
2. ALL DIMENSIONS ARE cm

Fig. 2


$N_\beta(He^6) = f$(Diskriminator)
Extrapolation
Grenze
bei integralem Messungen
$\cdot 10^4$
22
20
18
16
14
12
10
8
6
4
2
Zählungen / 1 min
0
2
4
6
8
10
15
20
25
30 Volt
β-Diskriminator-Grenze
1 cm = 1 Volt


$\frac{\beta\,(\text{integral})}{\gamma\,(\text{Kanal 3})} = f(\text{Zeit})$
× Be, Stellung "vor"
○ Plexiglas
+ Al
△ Cu
10²
9
8
7
6
5
4
3
26 27 28 29 30 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22
Sept. 1961
Okt. 1961
→ Zeit

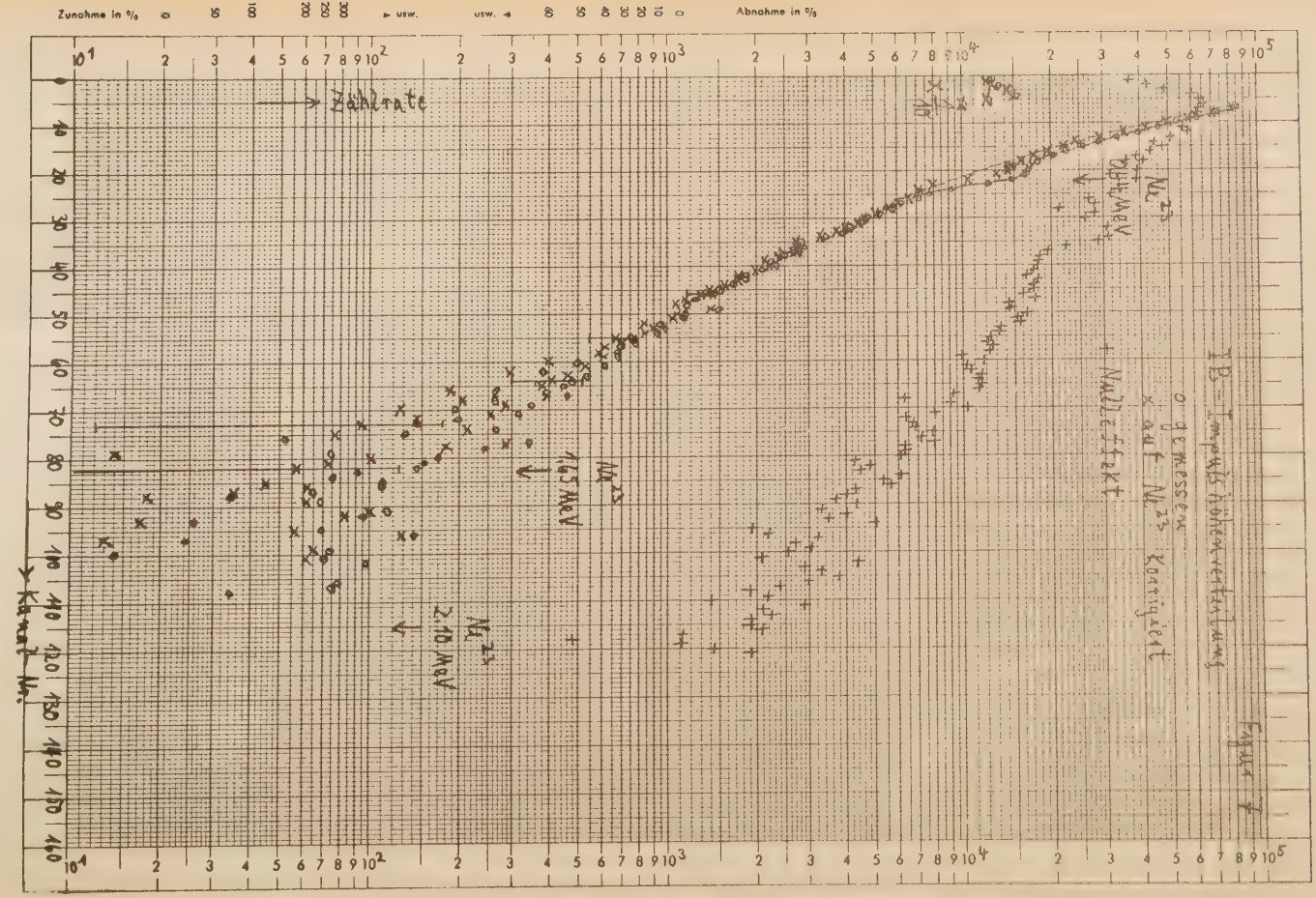

Blintegral / monitorintegral = f(Zeit)
4,0
3,5
3,0
2,8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
Okt. 1961
Zeit

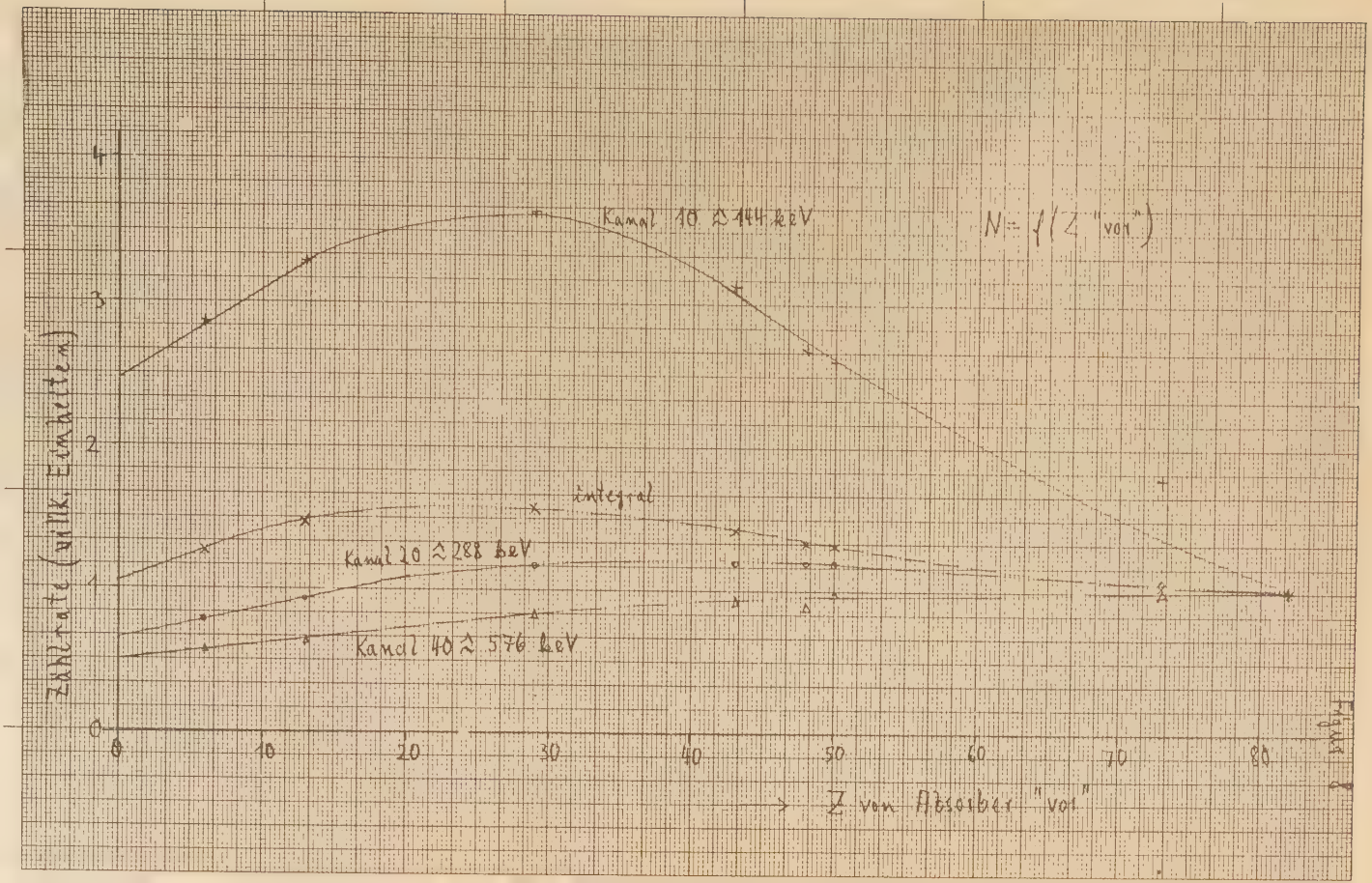
Energie-Eichung
der Verstärkerbegrenzung

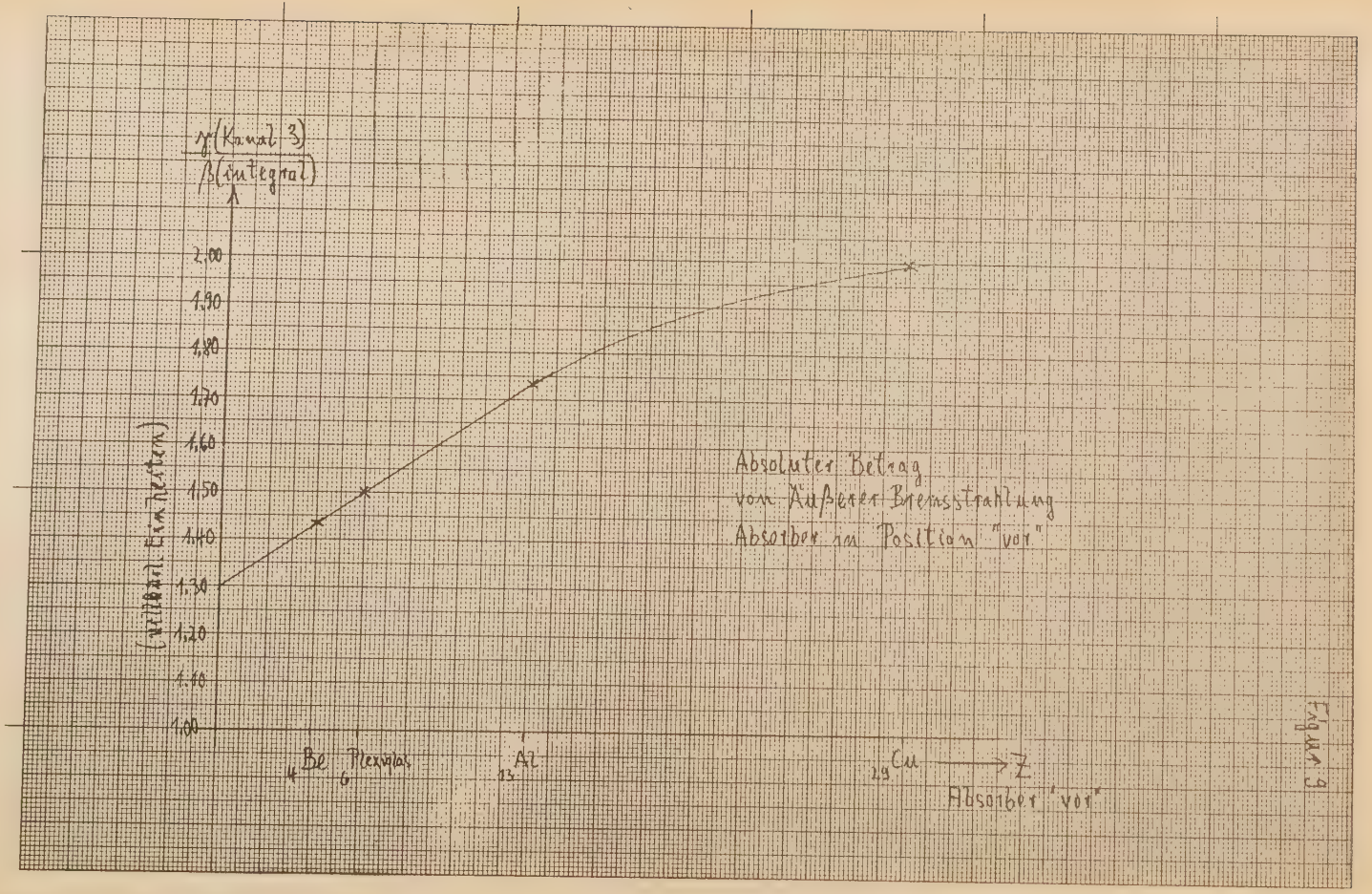
Kanal-Nr. für 1,53 MeV

Kanal-Nr. der Verstärkerbegrenzung

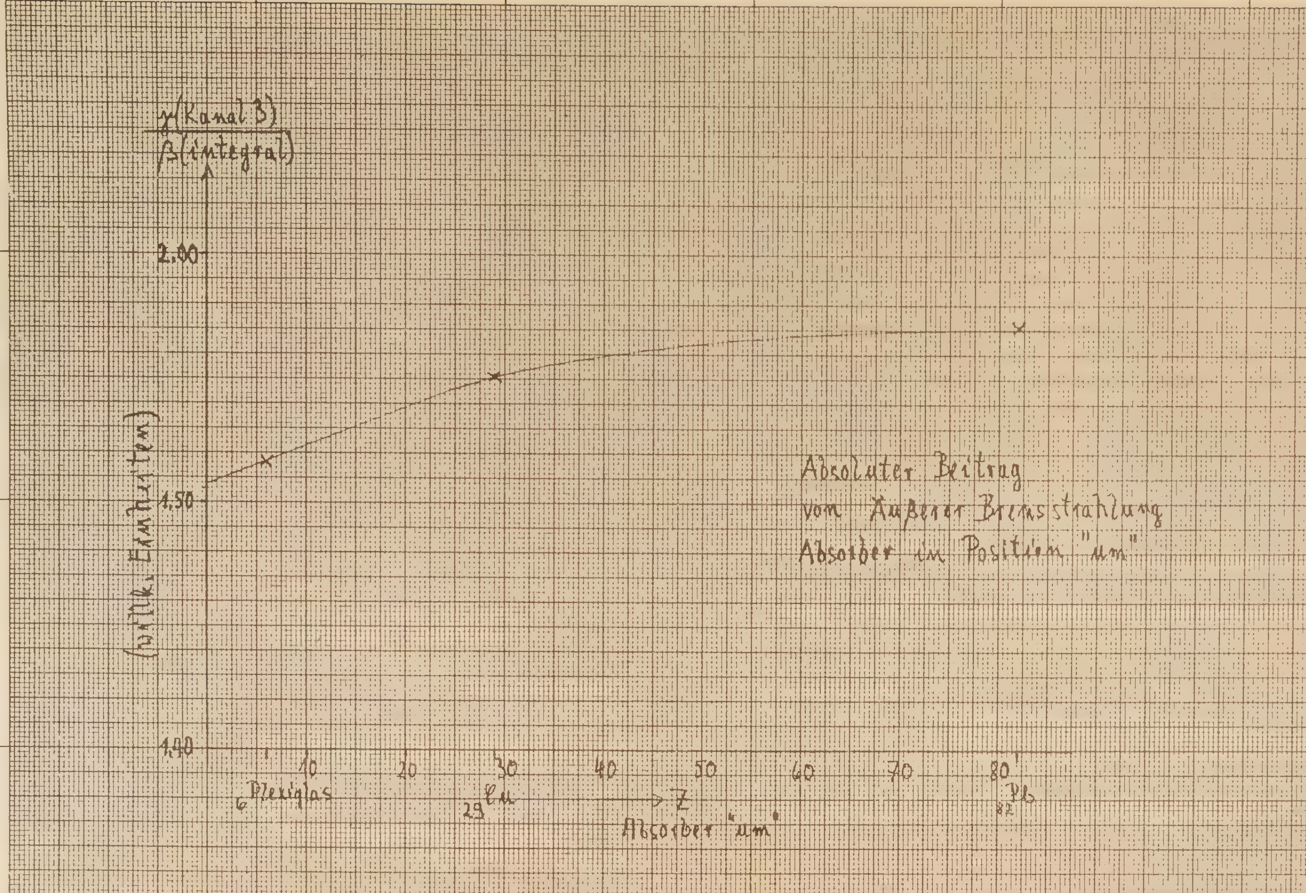
Figur 6


Zunahme in %
Abnahme in %
Zählrate
Kanal Nr.
7,65 MeV
2,10 MeV
Nulleffekt
Eine Achse logar. geteilt von 1 bis 10000, Einheit 62,5 mm, die andere in mm
mit Prozentmaßstab

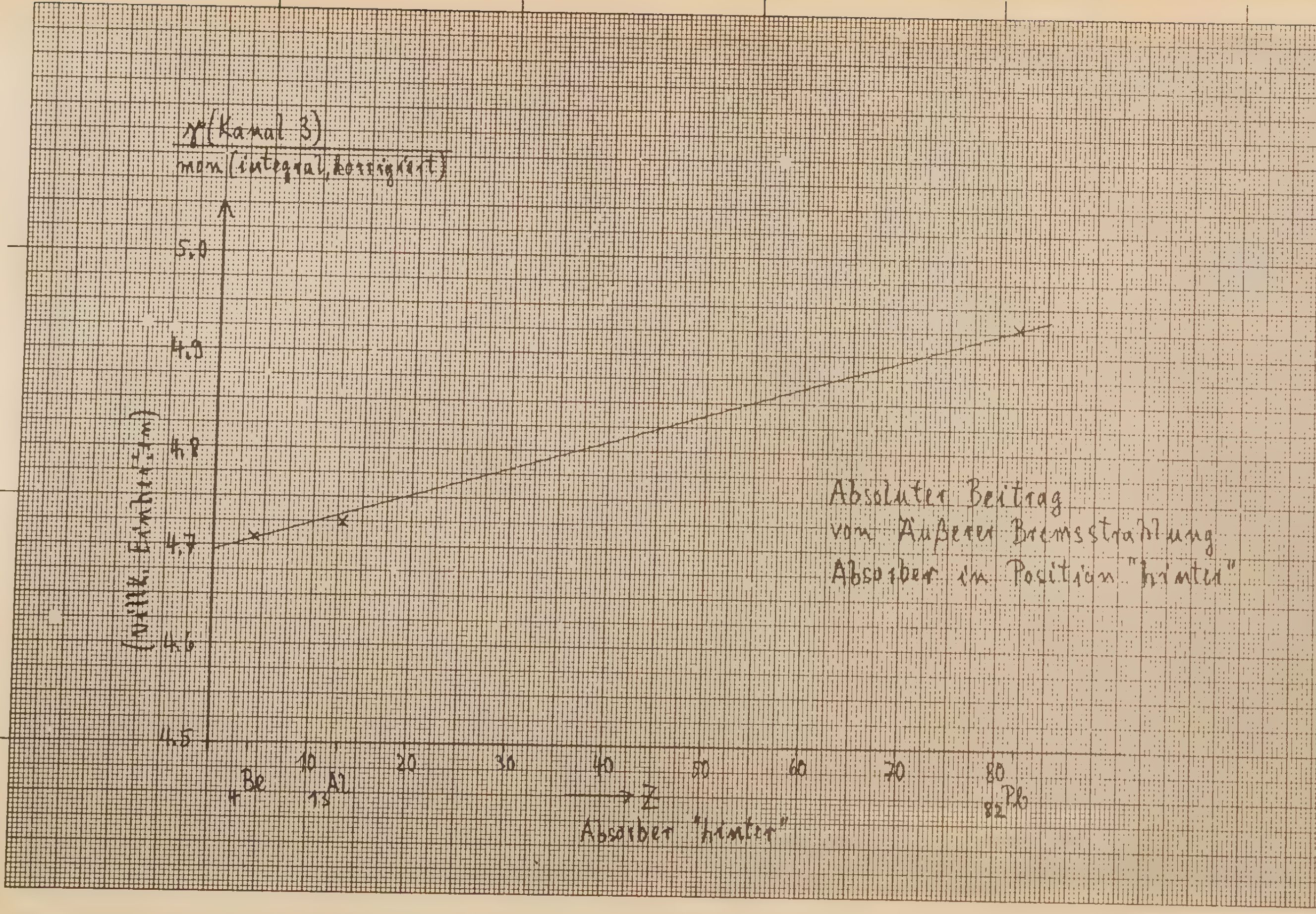

Zählrate (willk. Einheiten)
Kanal 10 ≙ 144 keV
N = f(Z "von")
Integral
Kanal 20 ≙ 288 keV
Kanal 40 ≙ 576 keV
Z von Absorber "von"
0
10
20
30
40
50
60
70
80
1
2
3
4


γ(Kanal 3)
β(integral)
(willkürl. Einheiten)
2,00
1,90
1,80
1,70
1,60
1,50
1,40
1,30
1,20
1,10
1,00
4 Be
6 Plexiglas
13 Al
29 Cu
Z
Absolutes Betrag
von äußerer Bremsstrahlung
Absorber an Position "vor"
Absorber "vor"

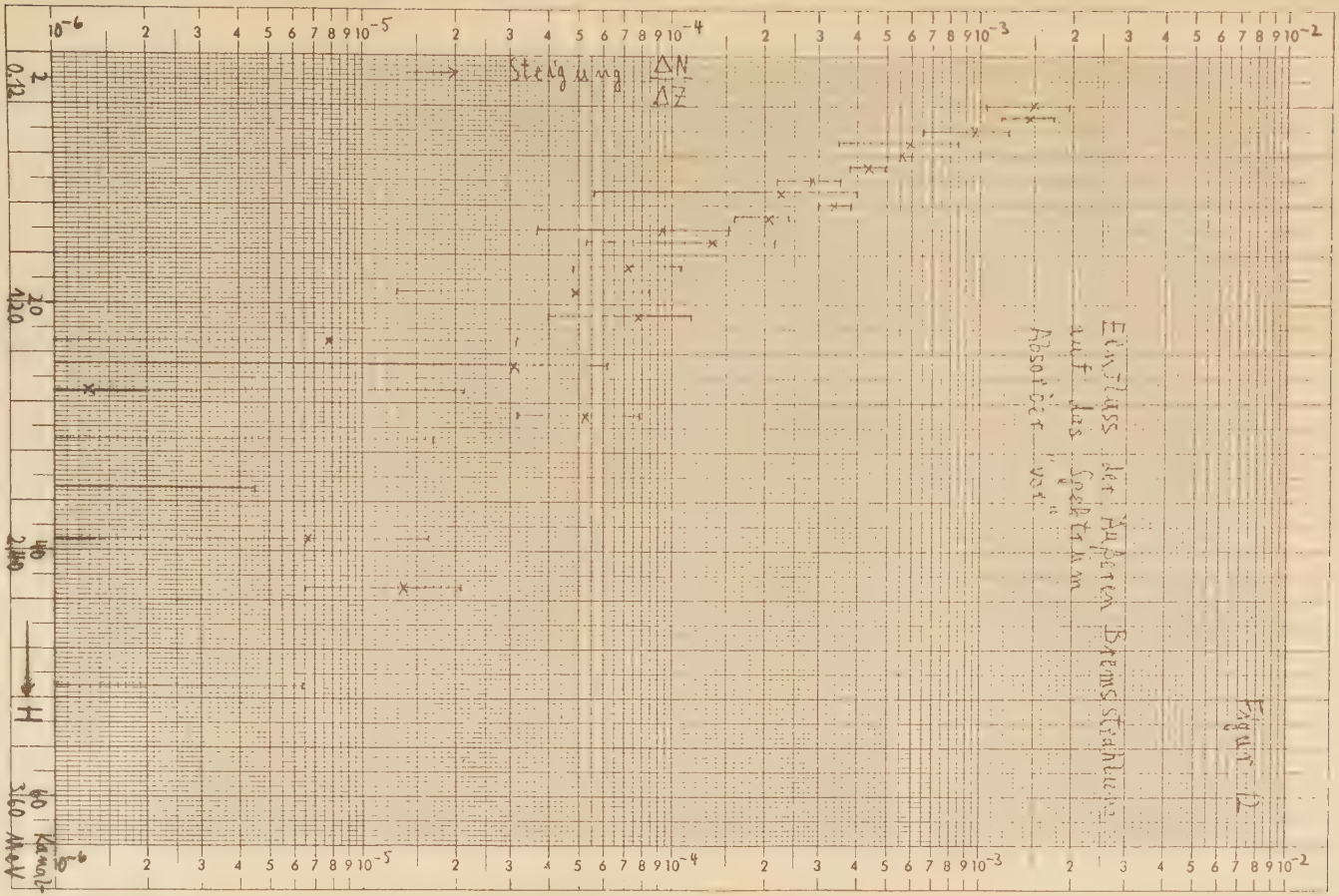
Figur 9


γ(Kanal 3) / β(integral)
(willk. Einheiten)
2.00
1.50
1.00
10
20
30
40
50
60
70
80
6 Plexiglas
29 Cu
82 Pb
→ Z
Absorber "um"
Absoluter Beitrag
vom Äußeren Bremsstrahlung
Absorber in Position "um"

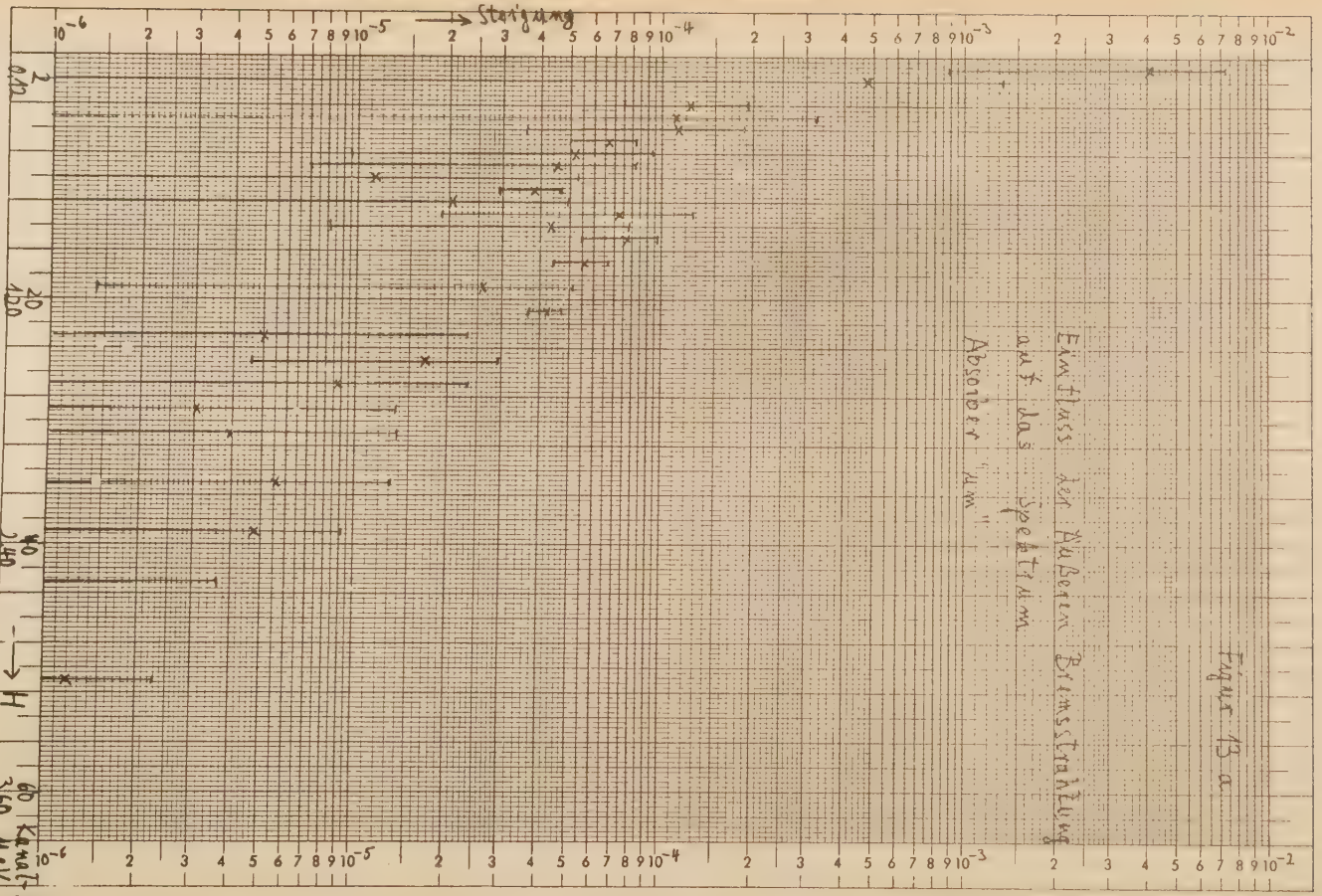
Figur 10


γ(Kanal 3)
mon (integral, korrigiert)
(willk. Einheiten)
5,0
4,9
4,8
4,7
4,6
4,5
10
20
30
40
50
60
70
80
4 Be
13 Al
82 Pb
→ Z
Absorber "hinten"
Absoluter Beitrag
vom Äußeren Bremsstrahlung
Absorber in Position "hinten"

Figur 11

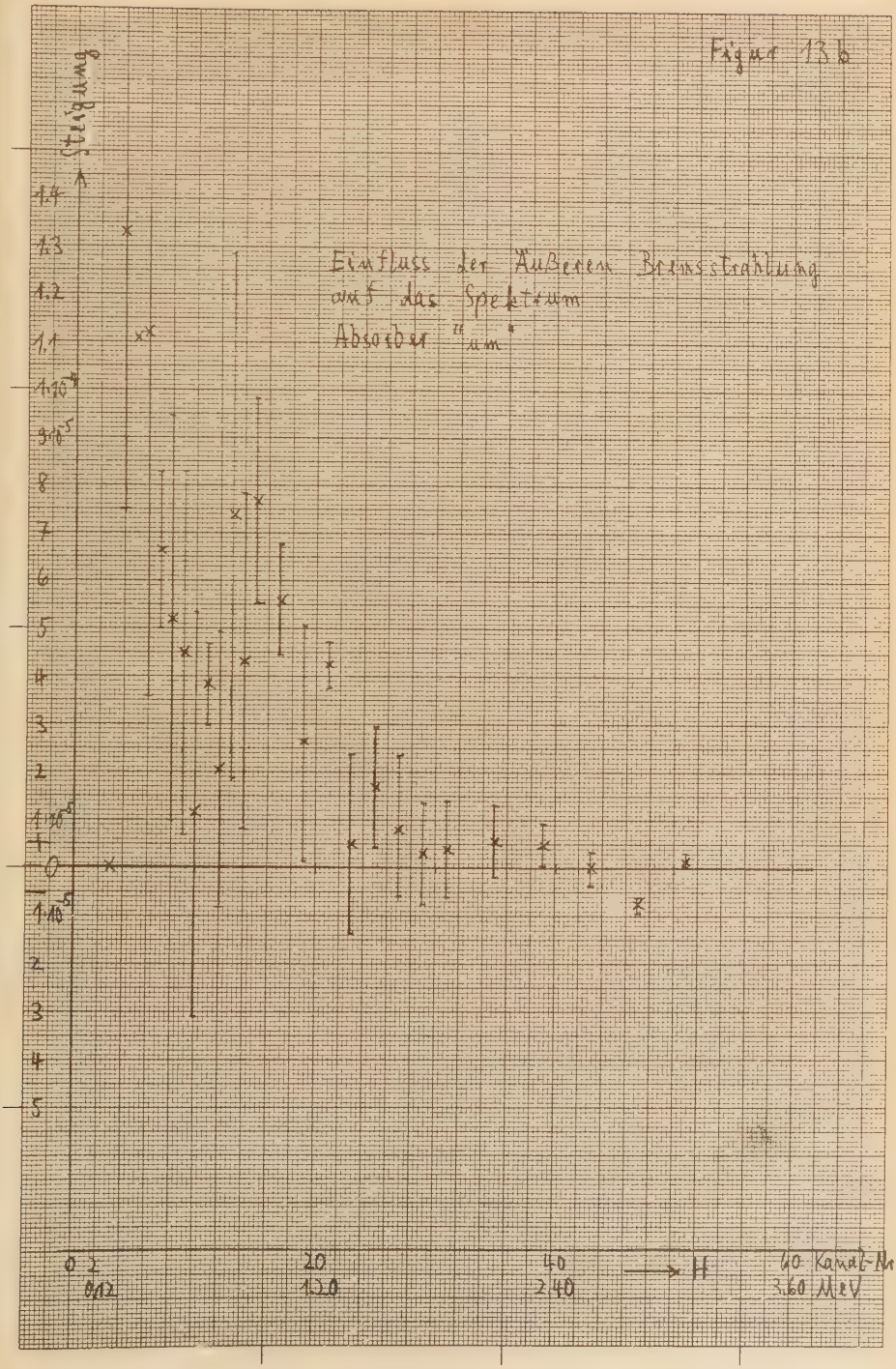


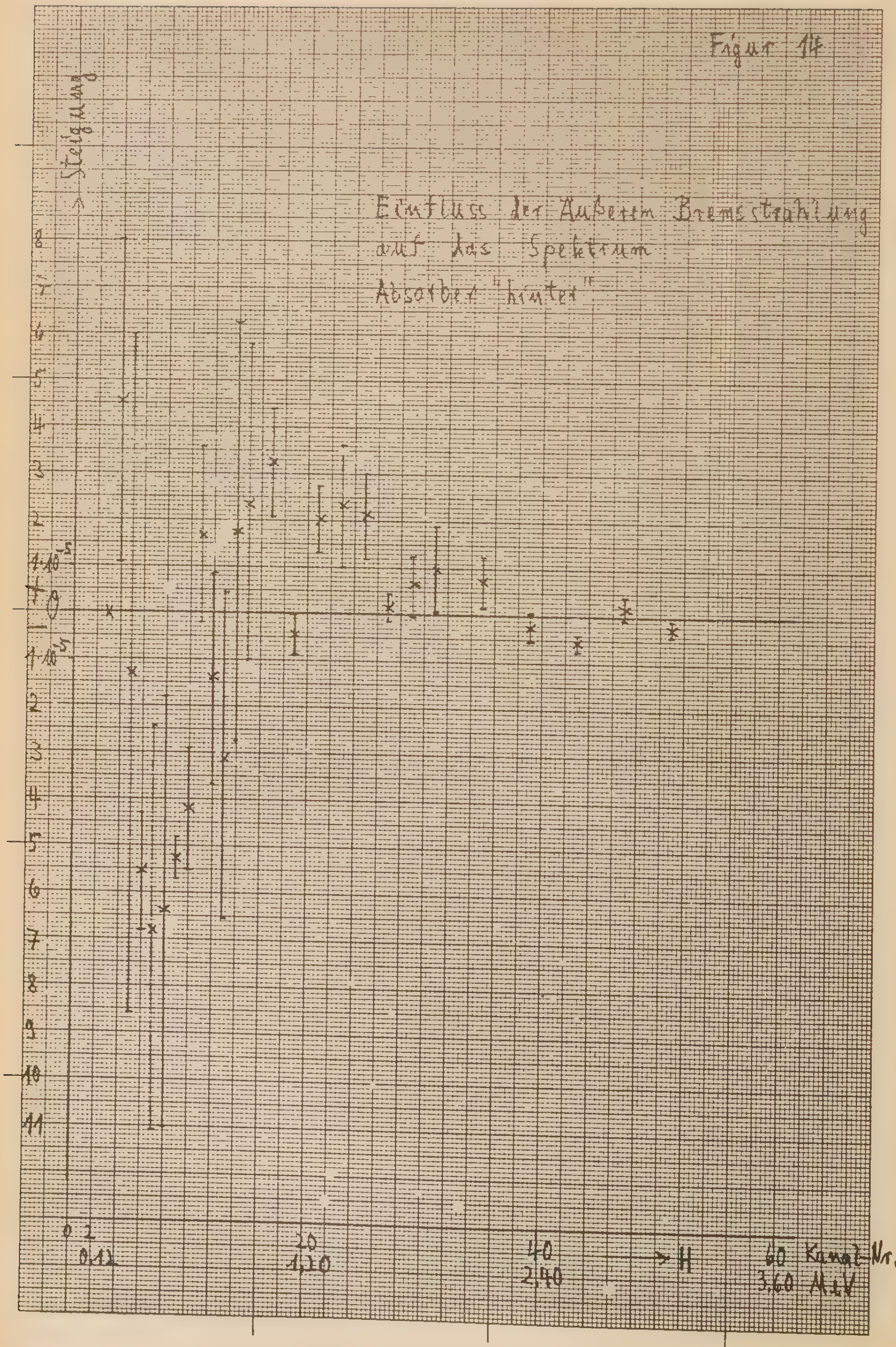
Eine Achse logar geteilt von 1 bis 10000, Einheit 62,5 mm, die andere in mm mit Prozentmaßstab

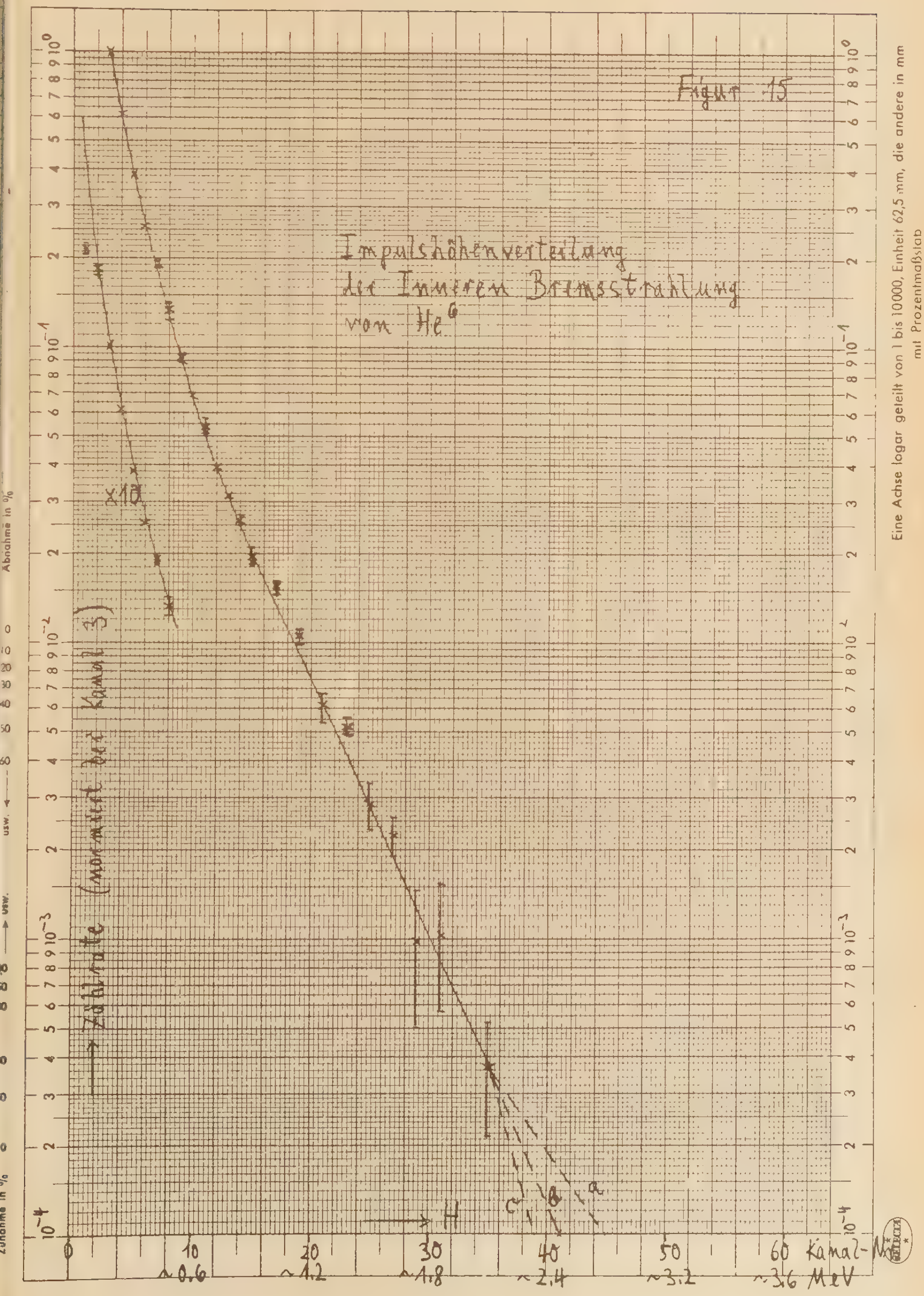


Eine Achse logar. geteilt von 1 bis 10000, Einheit 62,5 mm, die andere in mm
mit Prozentmaßstab

Figur 13b


Steigung
1.4
1.3
1.2
1.1
1
0.9
8
7
6
5
4
3
2
1
0
1
2
3
4
5
Einfluss der Äußeren Bremsstrahlung
auf das Spektrum
Absorber "um"
0 2
0.12
20
12.0
40
24.0
H
40 Kanal-Nr.
3.60 MeV


Figur 14
Einfluss der Äußeren Bremsstrahlung auf das Spektrum
Absorber "hinter"
→ Steigung
8
7
6
5
4
3
2
$1 \cdot 10^{-5}$
0
$1 \cdot 10^{-5}$
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
0 2
0,12
20
1,20
40
2,40
→ H
60 Kanal-Nr.
3,60 MeV


Figur 15
Impulshöhenverteilung der Inneren Bremsstrahlung von He6
x10
Zählrate (normiert bei Kanal 3)
H
C
a
0
10
20
30
40
50
60
Kanal-Nr.
~0.6
~1.2
~1.8
~2.4
~3.2
~3.6 MeV
Zunahme in %
Abnahme in %
usw.
Eine Achse logar geteilt von 1 bis 10000, Einheit 62,5 mm, die andere in mm mit Prozentmaßstab

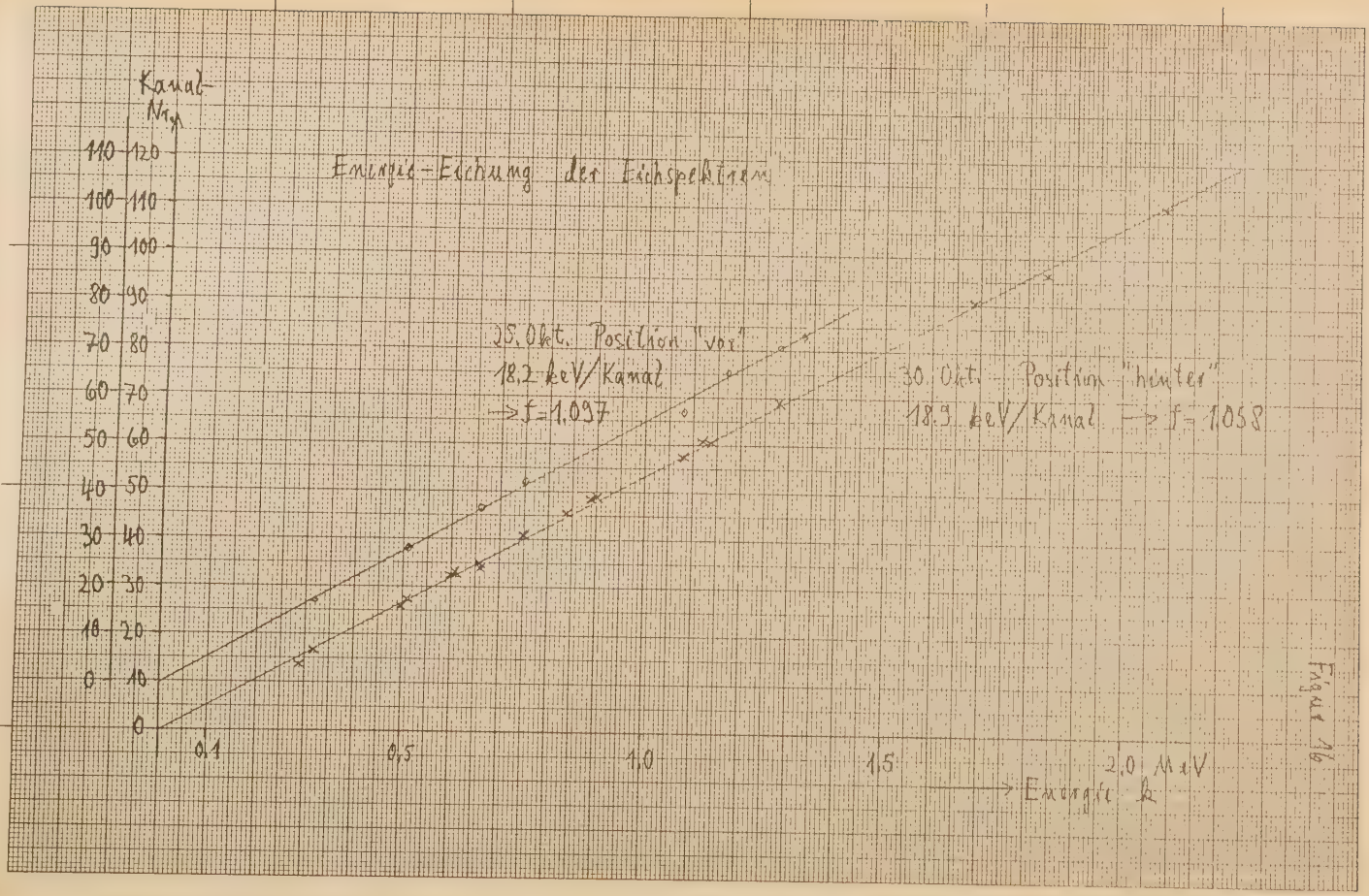
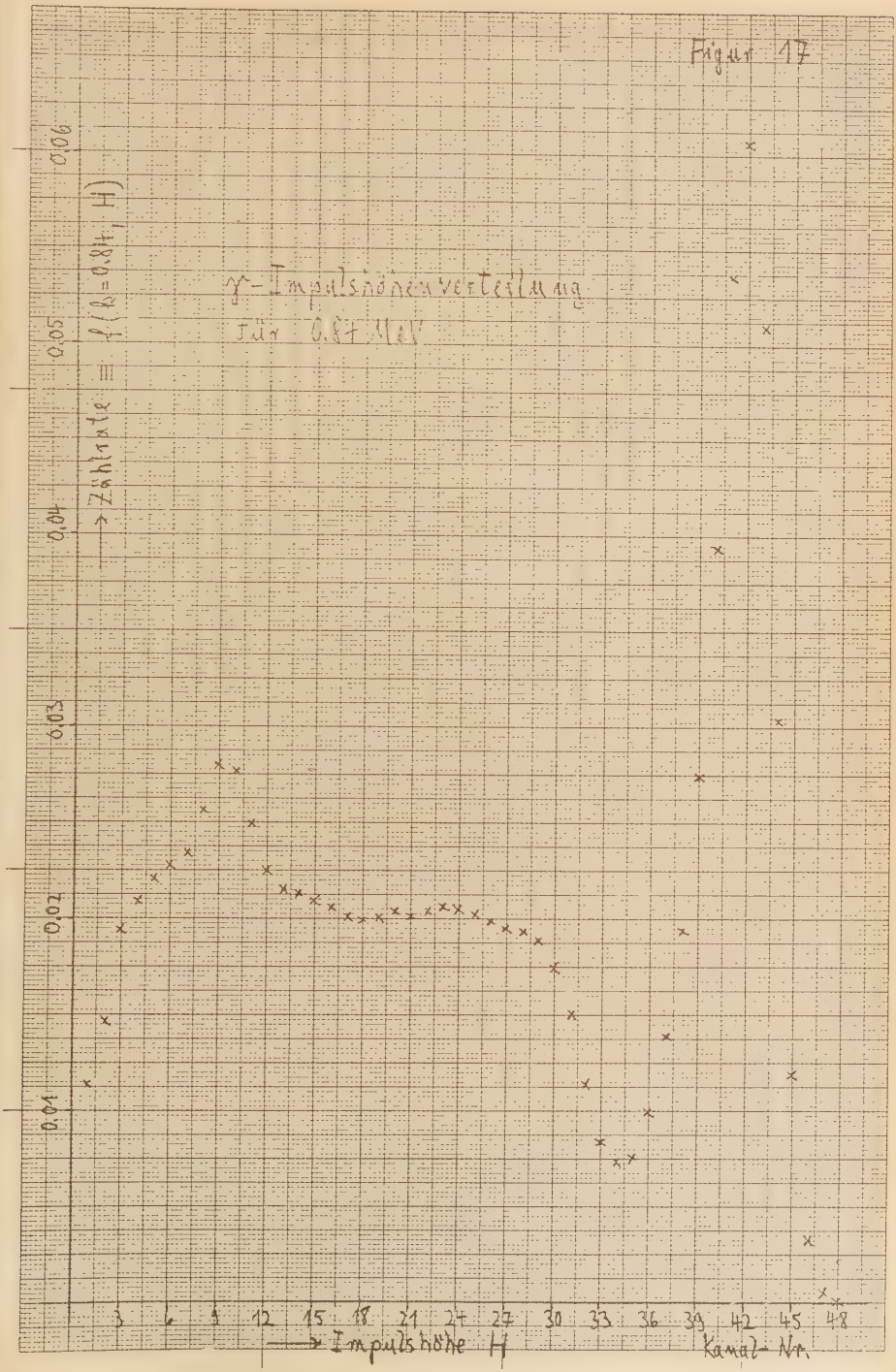
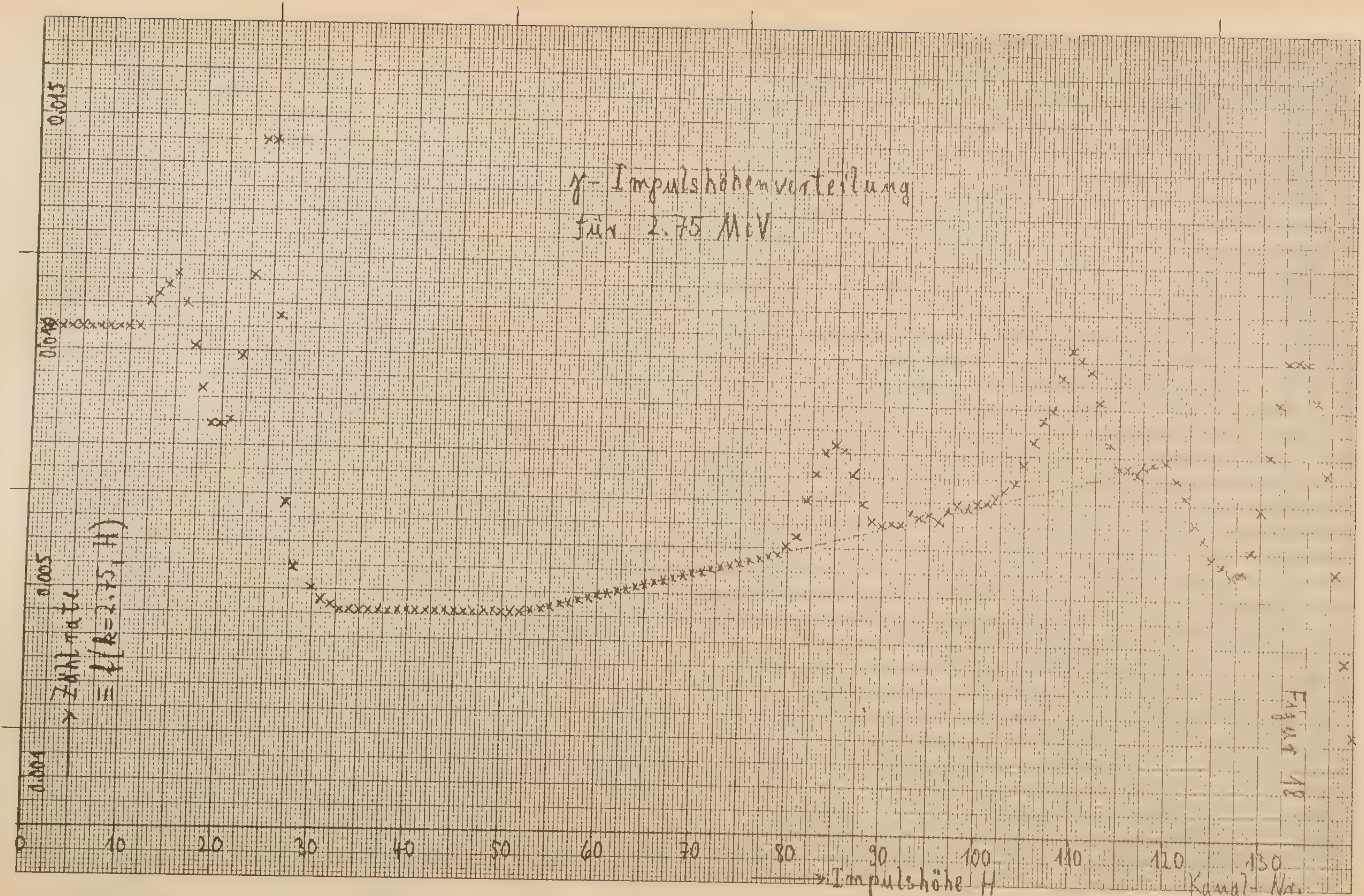

Kanal-Nr.
Energie-Eichung der Eichspektren
25. Okt. Position "vor"
18,2 keV/Kanal
⇒ f = 1,097
30. Okt. Position "hinter"
18,9 keV/Kanal ⇒ f = 1,058
110 120
100 110
90 100
80 90
70 80
60 70
50 60
40 50
30 40
20 30
10 20
0 10
0
0,1
0,5
1,0
1,5
2,0 MeV
Energie

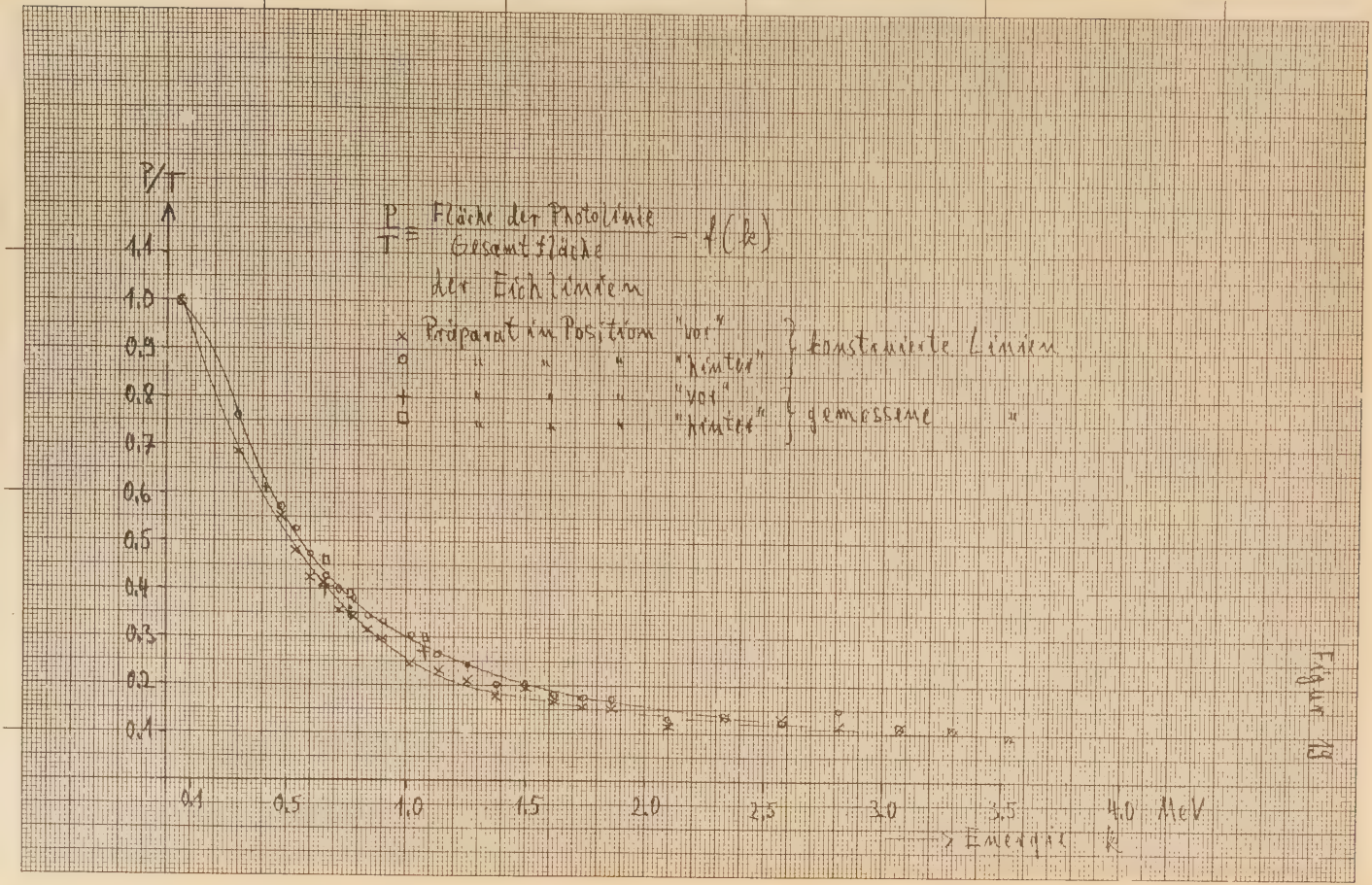
Figure 16

Figur 17

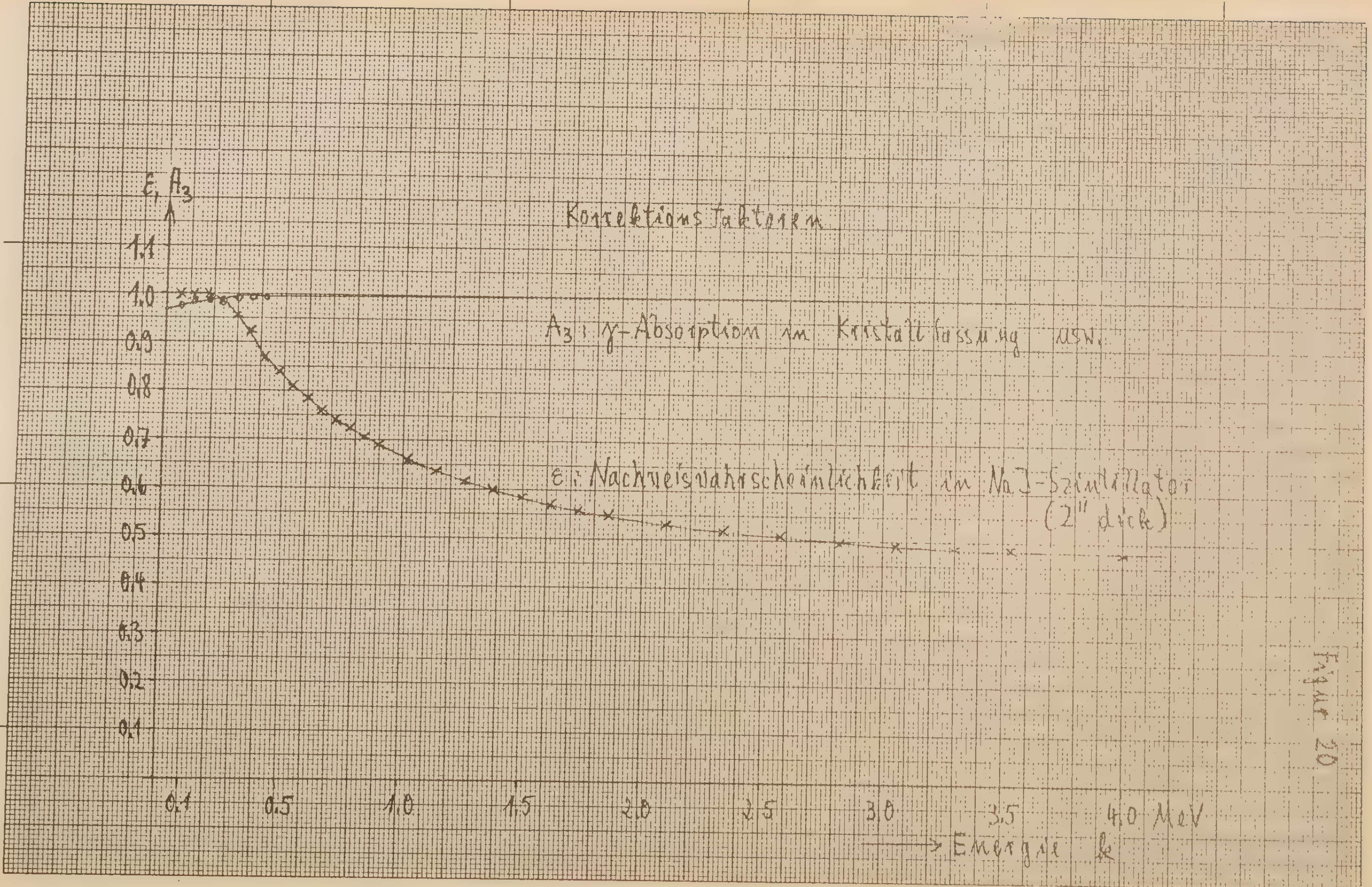

γ-Impulsspektrenverteilung
für 0,87 MeV
f(h=0,81; H)
→ Zählrate
0,06
0,05
0,04
0,03
0,02
0,01
3
6
9
12
15
18
21
24
27
30
33
36
39
42
45
48
→ Impulshöhe H
Kanal-Nr.


γ- Impulshöhenverteilung
für 2.75 MeV
→ Zählrate
≡ f(k=2.75, H)
0.004
0.005
0.010
0.015
0
10
20
30
40
50
60
70
80
90
100
110
120
130
→ Impulshöhe H
Kanal-Nr.

Figur 18

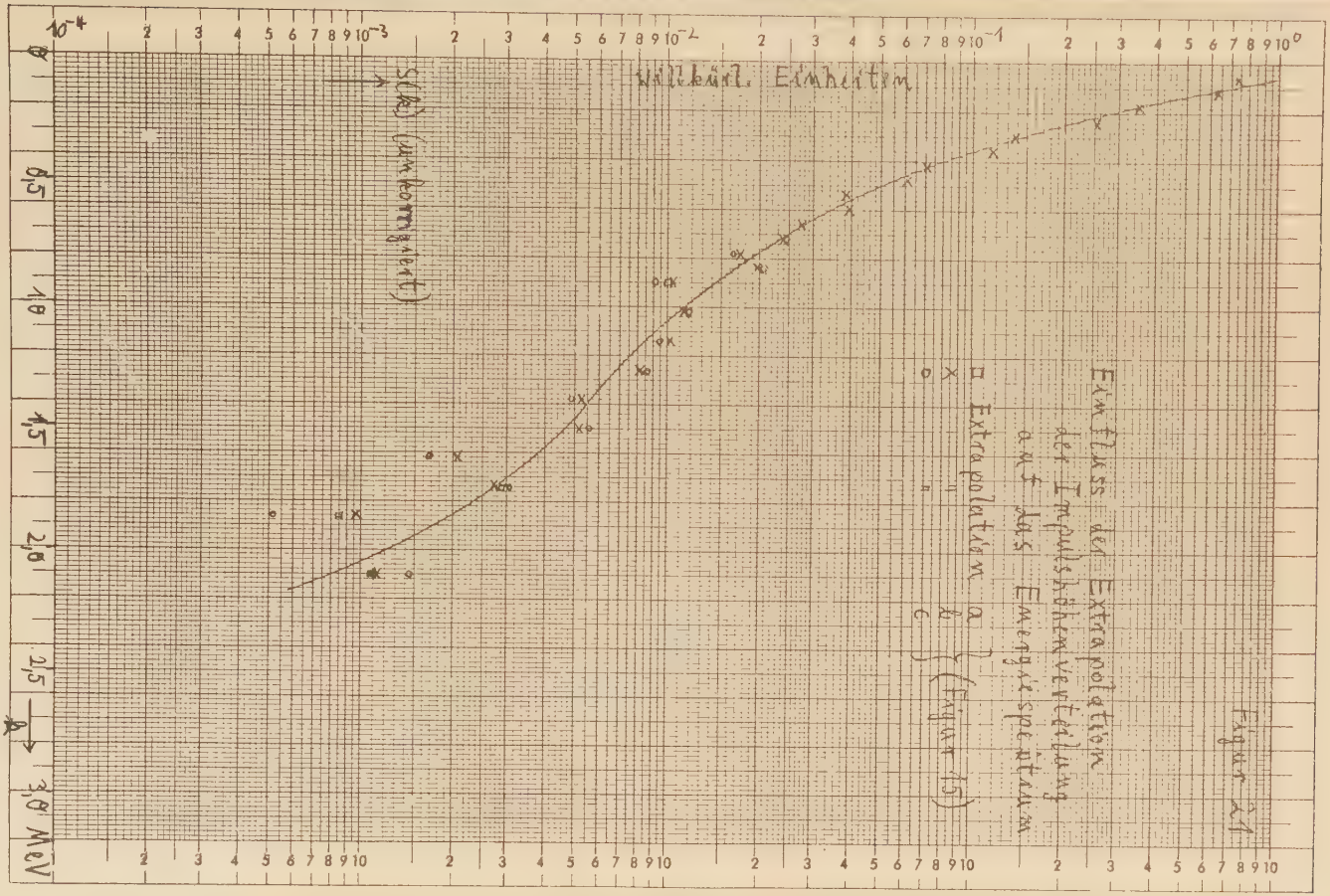

P/T
1,1
1,0
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0,1
0,5
1,0
1,5
2,0
2,5
3,0
3,5
4,0 MeV
Energie
P/T = Fläche der Photolinie / Gesamtfläche der Eichlinien = f(E)
× Präparat im Positron "vor"
o " " " "hinter"
+ " " " "vor"
□ " " " "hinter"
} konstruierte Linien
} gemessene "

Figur 19



ε, A_3
Korrektionsfaktoren
A_3: γ-Absorption in Kristallfassung usw.
ε: Nachweiswahrscheinlichkeit im NaJ-Szintillator (2" dick)
1,1
1,0
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0,1
0,5
1,0
1,5
2,0
2,5
3,0
3,5
4,0 MeV
→ Energie k

Figur 20



Eine Achse logar. geteilt von 1 bis 10000, Einheit 62,5 mm, die andere in mm
· mit Prozentmaßstab

Figur 22

Einfluss der verschiedenen Stellungen der Eichpräparate auf das Energiespektrum der IB vom He^6

x Präparate in Position "vor"

o " " " "hinter"

Willkürl. Einheiten

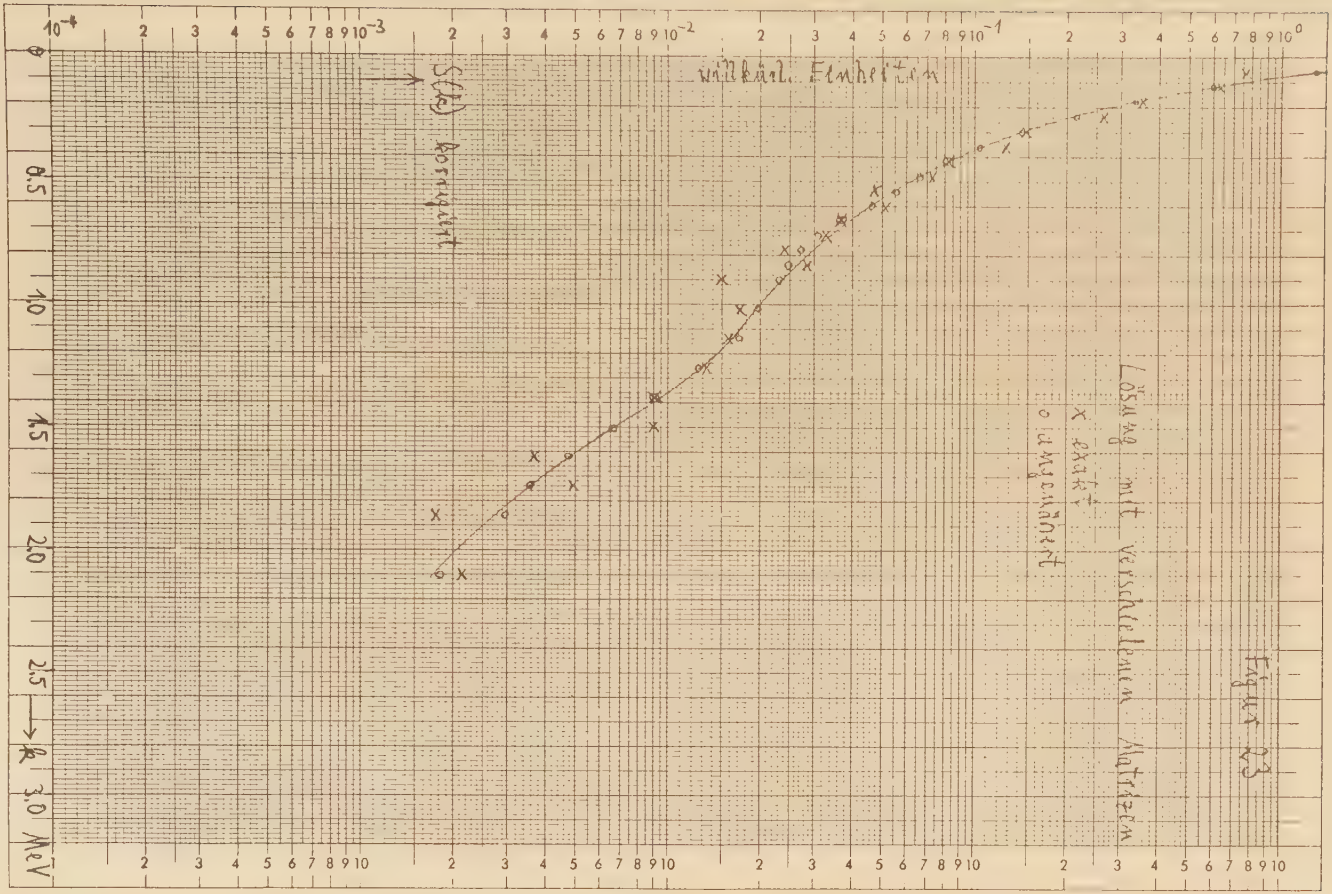
S(k) unkorrigiert

Zunahme in %

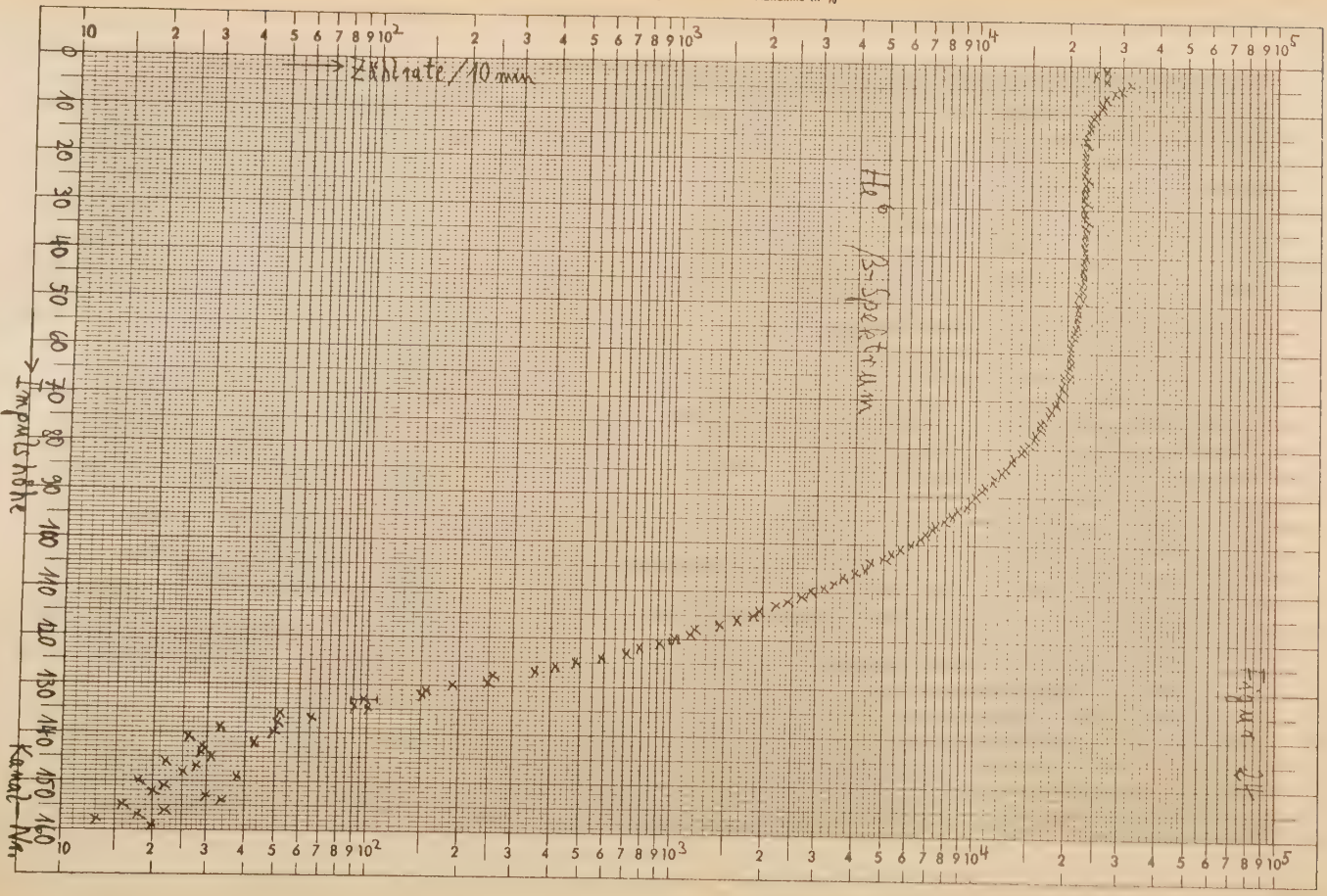
Abnahme in %

0 0.5 1.0 1.5 2.0 2.5 3.0 MeV

Eine Achse logar. geteilt von 1 bis 10000, Einheit 62,5 mm, die andere in mm mit Prozentmaßstab

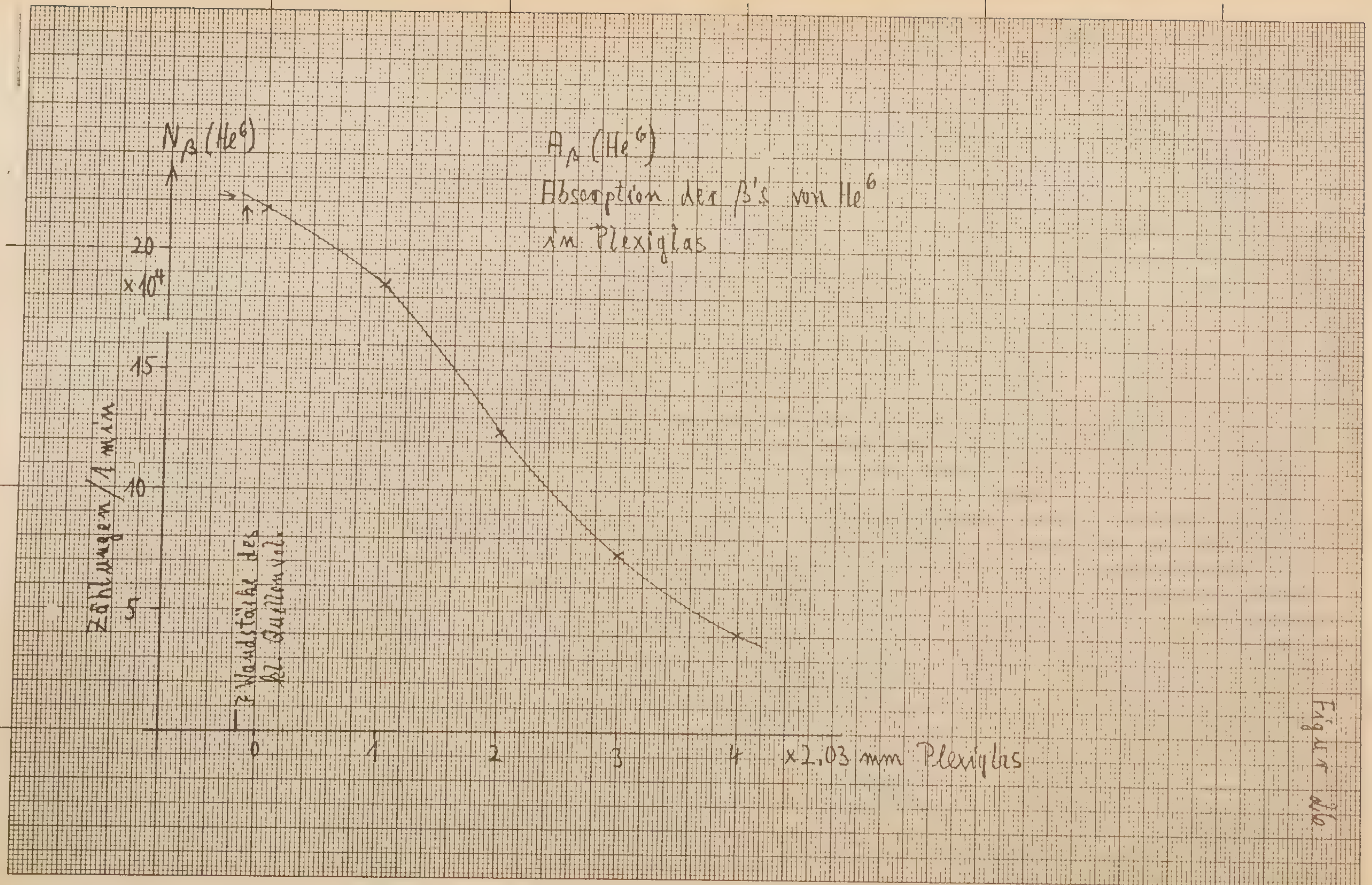


Eine Achse logar. geteilt von 1 bis 10000, Einheit 62,5 mm, die andere in mm mit Prozentmaßstab



Eine Achse logar. geteilt von 1 bis 10000, Einheit 62,5 mm, die andere in mm
mit Prozentmaßstab

Eine Achse logar. geteilt von 1 bis 10000, Einheit 62,5 mm, die andere in mm mit Prozentmaßstab



Figur 26
A_β (He^6)
Absorption der β's von He^6
im Plexiglas
N_β (He^6)
20
× 10^4
15
10
5
Zählungen / 1 min
Wandstärke des
Kl. Quellenvol.
0
1
2
3
4
× 2,03 mm Plexiglas

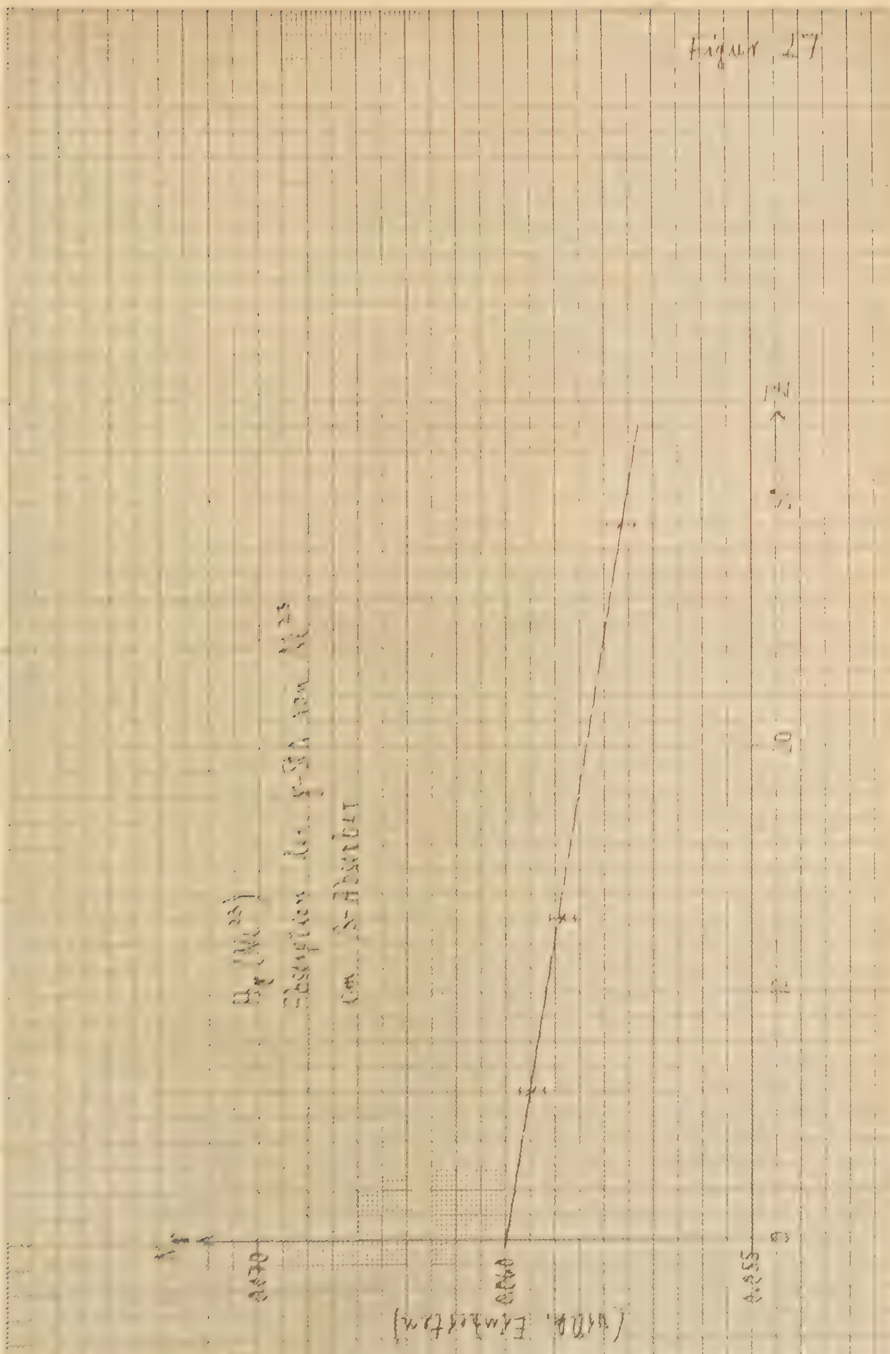
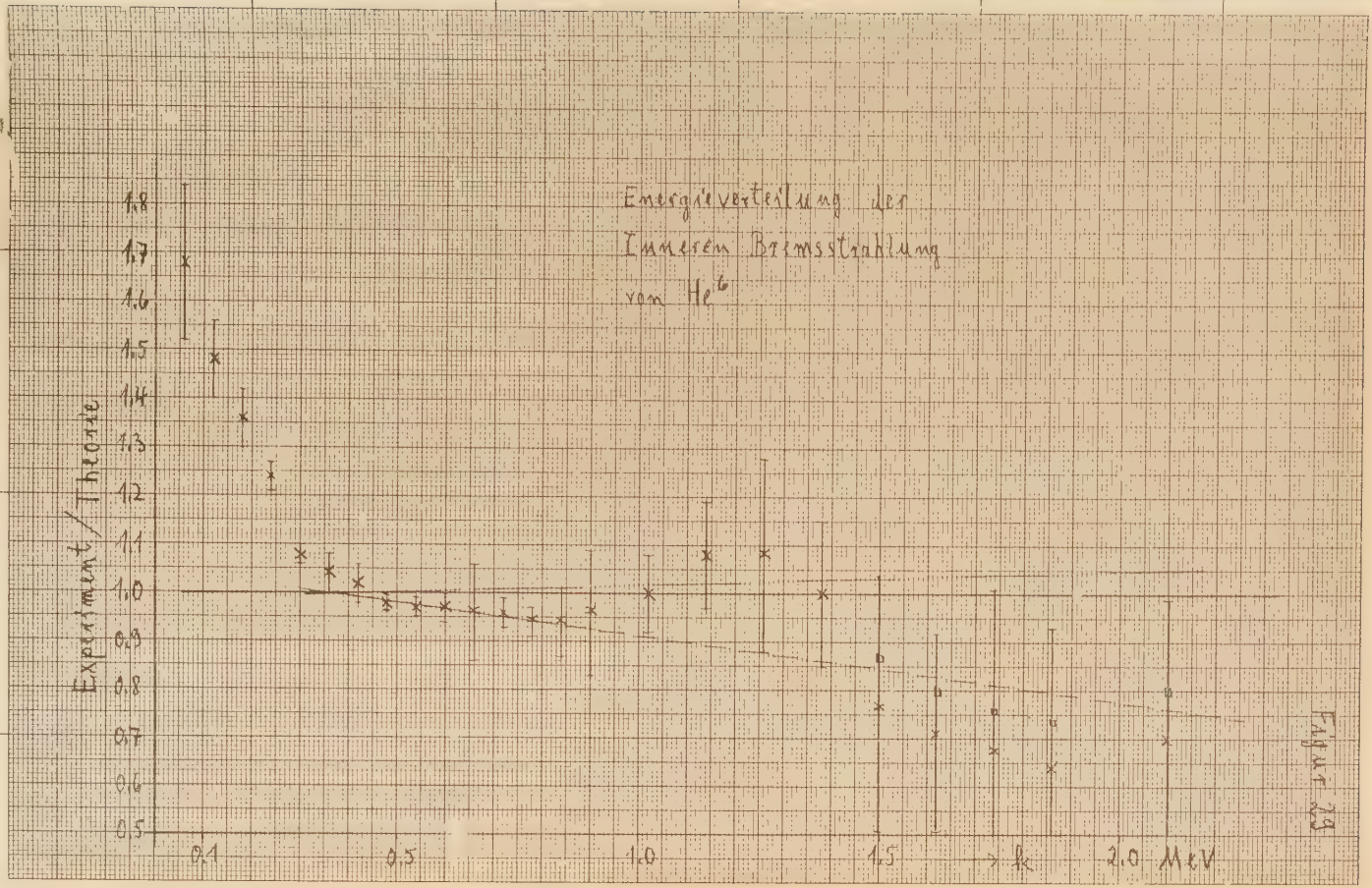
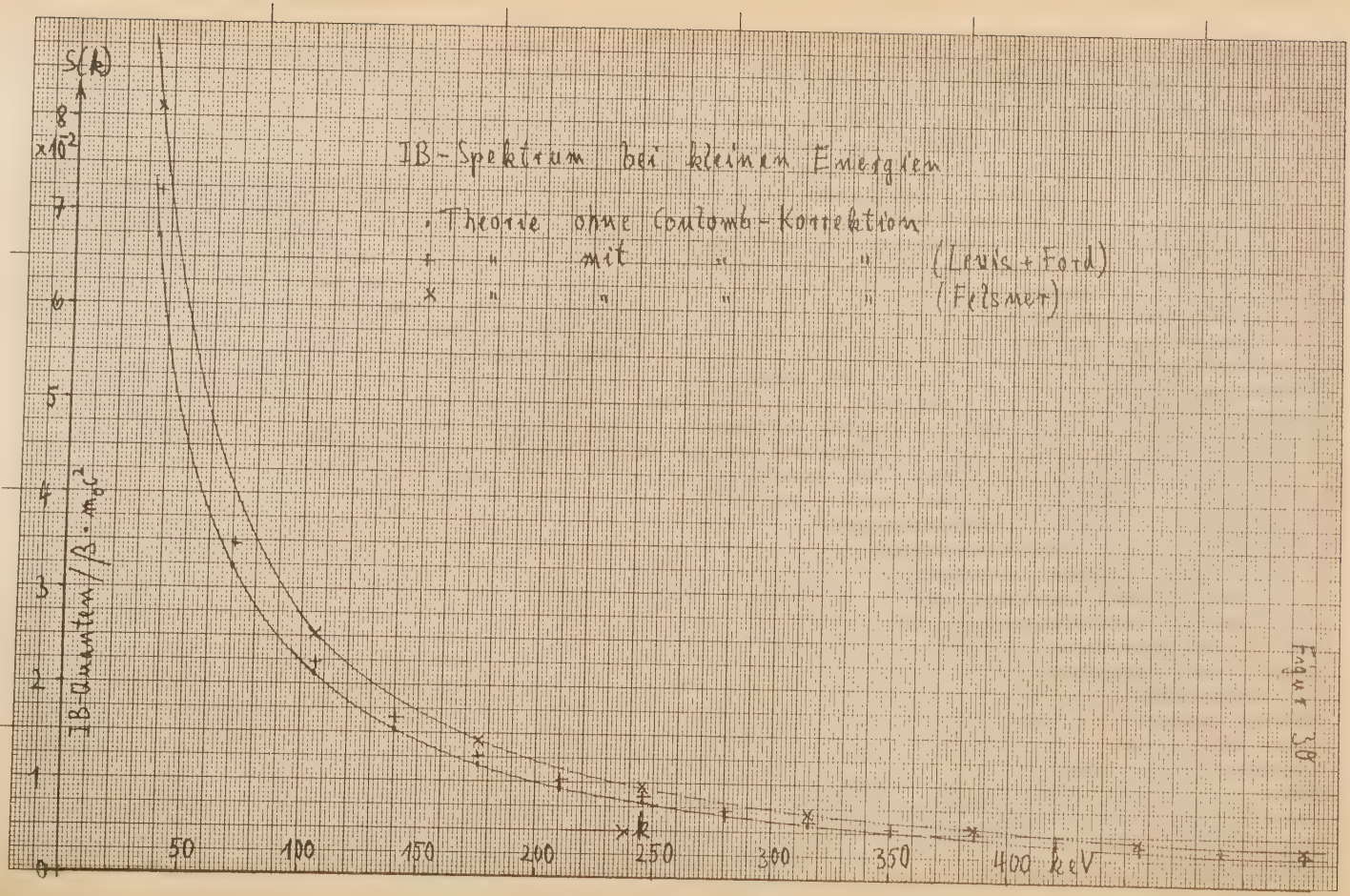


Figure 27

Eine Achse logar. geteilt von 1 bis 10 000, Einheit 62,5 mm, die andere in mm mit Prozentmassstab


Energieverteilung der
Inneren Bremsstrahlung
von He^6
Experiment / Theorie
1,8
1,7
1,6
1,5
1,4
1,3
1,2
1,1
1,0
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
0,1
0,5
1,0
1,5
k
2,0 MeV

Figur 29


S(k)
x10^-2
8
7
6
5
4
3
2
1
0
IB-Quantum/β · m0c^2
IB-Spektrum bei kleinem Energiem
· Theorie ohne Coulomb-Korrektion
+ " mit " " " (Levis + Ford)
x " " " " (Felsner)
50
100
150
200
250
300
350
400 keV
k

Figur 30

D a n k

Dieses Experiment wurde durch eine Zusammenarbeit des Physikalischen Instituts der Universität Erlangen-Nürnberg und des Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tenn/USA, ermöglicht. Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. R. Fleischmann und Herrn Dr. J.L. Fowler für das Interesse, die Ermöglichung und die Förderung dieser Arbeit. Das Experiment wurde in Oak Ridge durchgeführt. Dazu stellte das ORNL Platz im Core des Oak Ridge Research Reactors (ORR) und sonstige erhebliche Mittel zur Verfügung. Die Auswertung der umfangreichen Messdaten erfolgte in Erlangen.

Mein ganz besonderer Dank gilt Miss Frances Pleasonton, ohne deren grosse Erfahrungen in der Erzeugung von He^6 und das Experimentieren mit ihm diese Arbeit unmöglich gewesen wäre. Ferner wäre es ohne ihren Einsatz bei der Durchführung der Messungen nicht möglich gewesen, die nötigen Messdaten in den zwei zur Verfügung stehenden Reaktorzyklen (je 7 Wochen) anzusammeln.

Bei der Auswertung der Daten hatten wir die Unterstützung von Herrn Dr. Nuding und seiner Mitarbeiter vom Rechenzentrum der Siemens-Schuckert-Werke Erlangen sowie von Mrs. St. Dismuke†, Mr. George Atta und anderer vom Mathematics Panel des ORNL. Ihnen allen sei hier gedankt.

Interessante Diskussionen über das Problem konnte ich mit einer Reihe von Physikern führen, insbesondere mit Herrn Dr. Felsner und Herrn Dipl.-Phys. Kreische, die beide an der Inneren Bremsstrahlung ein aktives Interesse haben.

Dr. Hans Bienlein

L E B E N S L A U F

Am 6. April 1930 wurde ich, Johann Konrad Bienlein, in Bayreuth geboren als Sohn des Regierungs-Amtsmanns Johann Bienlein und seiner Ehefrau Magdalena, geborene Söldner.

Ostern 1936 kam ich in Bayreuth zur Schule, jedoch schon im gleichen Jahr, wegen Versetzung meines Vaters, nach Coburg. Dort trat ich 1940 in die Oberschule Ernestinum ein und legte 1949 das Abitur ab.

Im Wintersemester 1949/50 begann ich das Studium der Physik an der Universität Erlangen. Im Sommersemester 1952 legte ich die Vordiplomprüfung ab. Während der Semesterferien arbeitete ich als Werkstudent, die letzte Zeit im keramischen Forschungslabor der Siemens-Schuckertwerke in Redwitz. Die Diplomarbeit fertigte ich am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg unter Prof. Dr. R. Fleischmann an und bestand die Diplom-Hauptprüfung im Sommersemester 1955. Anschliessend erhielt ich am gleichen Institut eine Doktorarbeit und promovierte im Februar 1958 mit dem Thema: "Genauere Messung der Elektronenpolarisation". Seit 1.4.58 bin ich wissenschaftlicher Assistent beim Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg.

Im Rahmen der Assistententätigkeit habe ich im Anfänger- und Fortgeschrittenenpraktikum gewirkt. Ferner habe ich Übungsstunden zur Experimentalphysik und zur Kernphysik abgehalten sowie das Seminar über Kernphysik mehrmals betreut. Seit Februar 1961 bin ich als Prüfer für Physik für das Vorphysikum bzw. Physikum der Mediziner eingesetzt. Im Herbst 1962 war ich vom Bayrischen Staatsministerium für Unterricht und Kultus für die wissenschaftliche Prüfung für das höhere Lehramt ernannt.

Für das Sommersemester 1963 habe ich einen Lehrauftrag für "Kernspektroskopie" an der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Erlangen-Nürnberg. Seit dem Sommersemester 1959 bin ich im Collegium Alexandrinum als Tutor tätig. Die Themen meiner dortigen Arbeitskreise waren: Strahlengefährdung und Strahlenschutz, Raketen und Raumfahrt, Elementarteilchen, Geschichte der Physik.

Meine wissenschaftlichen Arbeiten liegen bislang alle auf dem Gebiet der Kernphysik. Von der Polarisation der ß-Zerfallselektronen kam ich zur inneren Bremsstrahlung beim ß-Zerfall. Die hierbei verwendeten experimentellen Techniken sind der Kernspektroskopie verwandt, so dass auch Arbeiten darüber entstanden sind und weitergeführt werden. Die relative breite Basis war nötig, da für eine grössere Anzahl von Diplomanden Themen und Arbeitsmöglichkeiten geschaffen werden mussten. Die Grundlagen zu den verschiedenen Arbeitsrichtungen wurden jeweils in internen Seminaren der Arbeitsgruppen gelegt.

Während der letzten Jahre konnte ich auf verschiedenen internationalen Tagungen über Kernphysik meinen Gesichtskreis erweitern. Vom 1.8.61 bis 31.10.61 war ich an das Oak Ridge-National Laboratory/ USA beurlaubt, um einen nur dort möglichen Versuch über das hiesige Interessengebiet (Innere Bremsstrahlung beim ß-Zerfall von He^6) durchzuführen.

Am 9.2.62 heirate ich Frl. Melanie Röllin, Tochter des Bankrats Karl Röllin und seiner Ehefrau Melanie geb. Süss, aus Wollerau b. Zürich, Schweiz.

Buchdruck und Fotodruck: Ludwig Müller, Erlangen, Fahrstraße 5